

THÈSE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE NANCY I

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR-INGENIEUR

PAR

GERARD HERBETTE

SUR L'OBTENTION D'UN JET ULTRARAPIDE
DE PLASMA DENSE D'EXPLOSION DE FIL DE LITHIUM.
APPLICATIONS A LA SIMULATION DES METEORITES
ET EN PHYSIQUE DES IMPACTS.

Soutenue, le 22 mars 1972
devant la Commission d'Examen

MM.	A. HADNI	<i>Président</i>
	G. BAUMANN	} <i>Examineurs</i>
	R. SCHALL	

THÈSE

PRESENTÉE

A L'UNIVERSITE DE NANCY I

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR-INGENIEUR

PAR

GERARD HERBETTE

SUR L'OBTENTION D'UN JET ULTRARAPIDE
DE PLASMA DENSE D'EXPLOSION DE FIL DE LITHIUM.
APPLICATIONS A LA SIMULATION DES METEORITES
ET EN PHYSIQUE DES IMPACTS.

Soutenue, le 22 mars 1972
devant la Commission d'Examen

MM.	A. HADNI	<i>Président</i>
	G. BAUMANN	} <i>Examineurs</i>
	R. SCHALL	

THÈSE

PRÉSENTÉE

À L'UNIVERSITÉ DE NANCY I

Pour obtenir

LE TITRE DE DOCTEUR-INGÉNIEUR

PAR

GERARD HERBETTE

Sur l'obtention d'un jet ultrarapide
de plasma dense d'oxygène de fil de lithium.
APPLICATIONS À LA SIMULATION DES MÉTÉORES
ET EN PHYSIQUE DES IMPACTS



Reçue le 22 mai 1973
de la Commission d'Examen

MM. A. HADRI
R. SCHALL
G. BAUMANN
Examinateurs

"Nous comprenons la Nature en lui résistant".
Gaston Bachelard

A ma femme

A la mémoire de ma mère

Ce travail a été effectué à l'Institut Franco-Allemand de Recherches de Saint-Louis (68).

Je remercie les Directeurs, Messieurs l'Ingénieur Général A.AURIOL et le LRDir Docteur R.SCHALL de l'intérêt qu'ils ont porté à cette étude.

J'exprime plus spécialement ma profonde gratitude au Docteur R.SCHALL pour la bienveillance avec laquelle il m'a initié au travail de recherche et pour les encouragements qu'il m'a prodigués.

Je tiens également à remercier Monsieur M.DEFOURNEAUX, Chef du Département de Physico-Chimie des Explosions, pour l'aide qu'il m'a apportée, ainsi que mes collègues physiciens de l'ISL, spécialement Messieurs H.FAGOT, F.JAMET et C.LASER dont la collaboration m'a été précieuse pour la conception de certaines méthodes de visualisation et de mesure.

Que tous ceux, parmi le personnel de l'Institut Franco-Allemand de Recherches, qui ont été amenés de manière quelconque à participer à mes travaux soient remerciés et spécialement :

Messieurs A.METZ et E.KOTULLA pour l'exécution et le montage des installations expérimentales,

Mesdames R.SUSSELIN, R.M.HERTZOG et C.MULLER pour la correction des épreuves et la dactylographie.

Figure 2

Un jet de plasma blanc engendré par une explosion de l'il
de lithium et s'élevant à une vitesse de 30 km/s par ab-
sorption partielle d'une décharge électrique à énergie relati-
vement faible, ce qui diminue les effets destructifs de
l'explosion et simplifie les installations.

Le jet de plasma blanc est utilisé pour exciter des al-
calino-terreux, de dimensions comprises entre 30 cm et
1 m, dans le but de simuler les mécanismes et d'effectuer

J'exprime ma profonde reconnaissance à Monsieur le
Professeur G.BAUMANN, Directeur du Laboratoire de Physique
Théorique Nucléaire et d'Astrophysique de l'Université de
NANCY I, qui m'a fait l'honneur de diriger mon travail de
thèse.

Que Monsieur le Professeur A.HADNI, Directeur du Labo-
ratoire d'Infrarouge de l'Université de NANCY I, trouve ici
l'expression de ma gratitude pour l'honneur qu'il me fait en
acceptant de présider la commission d'examen.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41551918_0022

Résumé :

Un jet de plasma dense engendré par une explosion de fil de lithium et s'écoulant à une vitesse de 20 km/s est obtenu à partir d'une décharge électrique d'énergie relativement faible, ce qui diminue les effets destructifs de l'explosion et simplifie les installations.

Le jet de plasma dense est utilisé pour accélérer des microprojectiles, de dimensions comprises entre 50 μm et 2 mm, dans le but de simuler les météorites et d'effectuer des études d'impacts à grande vitesse.

On décrit des dispositifs à impulsions de rayons X (radiographie-éclair) et à impulsions d'électrons qui permettent de visualiser des projectiles dont le diamètre est compris d'une part entre 0,5 et 2 mm et d'autre part entre 50 et 500 μm et, par suite, de mesurer leurs vitesses.

Des applications dans le domaine de la physique des impacts sont données (impacts sur des matériaux rocheux ; étude de l'effet d'échelle en physique des impacts).

Table des matières

	page
Liste des symboles utilisés	7
Introduction	9
<u>Première partie</u> : Généralités sur l'accélération de particules solides au moyen d'un jet de plasma	11
1. Problème posé	11
2. Expression de la vitesse	11
3. Application aux gaz propulseurs obtenus par explosion électrique	13
4. Notions sur le phénomène d'explosion de fil	14
4.1. Principe	14
4.2. Théorie du phénomène	14
5. Historique de l'accélération par explosion électrique	15
<u>Deuxième partie</u> : Etude d'un accélérateur à décharge rapide	17
1. But poursuivi	17
2. Description de l'accélérateur à condensateur unique	18
2.1. Le condensateur de choc	19
2.2. La chambre de vaporisation	19
2.3. Le dispositif de déclenchement	19
2.4. Le circuit de décharge	19
3. Mesure de la vitesse du jet de plasma	20
3.1. Montage expérimental	20
3.2. Visualisation du jet de plasma	21
4. Interprétation des résultats	21

<u>Troisième partie</u> : Application à la simulation des météorites et en physique des impacts	24
1. Météorites et micrométéorites	24
1.1. Origine des météorites	24
1.2. Caractéristiques des micrométéorites	26
1.3. Moyens d'investigation	28
1.4. Les effets destructifs des micrométéorites	30
2. Simulation des micrométéorites de calibre compris entre 50 et 150 μm	31
2.1. Technique de l'accélération	31
2.2. Evaluation de la vitesse du jet de microbilles	32
2.3. Détermination de la distribution des vitesses dans le jet	34
2.4. Visualisation des microbilles par impulsions d'électrons	35
2.5. Impacts sur des matériaux rocheux	41
2.6. Etude d'un sélecteur de vitesses	43
3. Simulation des météorites de calibre compris entre 0,5 et 2 mm	50
3.1. Etude du comportement des projectiles au contact du plasma	50
3.2. Visualisation et mesure des vitesses des projectiles par radiographie-éclair	55
4. Etude de l'effet d'échelle en physique des impacts	60
4.1. But de l'étude	60
4.2. Conditions expérimentales	61
4.3. Résultats expérimentaux	63
4.4. Essai d'interprétation physique du phénomène	67
Conclusion générale	68
Bibliographie	70
Tableaux et figures	

Liste des symboles utilisés

α	coefficient d'affaiblissement des électrons traversant la matière
γ	rapport des chaleurs massiques
δ	diamètre du foyer des générateurs d'impulsions d'électrons et de rayons X
ϵ	pouvoir émissif du plasma dense
λ	largeur de fente du sélecteur de vitesses
ρ	masse volumique des gaz
ρ_c	masse volumique de la cible
ρ_p	masse volumique des projectiles
σ	constante de Stéfan-Boltzmann
θ	durée de l'éclair de rayons X ou de l'impulsion d'électrons
θ_1	retard de synchronisation
θ_2	temps de vol des projectiles
a	distance séparant la source d'électrons ou de rayons X et l'objet à visualiser
b	distance séparant l'objet et l'émulsion photographique
c	vitesse du son
d	diamètre des projectiles
f	distance focale
l	distance entre deux positions d'un projectile en vol
m	masse des projectiles
n	nombre de projectiles
n_0	densité cinétique des projectiles en vol
p	épaisseur de perforation limite d'une cible mince
r	rayon du disque à fente
v	vitesse vraie des projectiles
v_m	vitesse mesurée des projectiles
ω	vitesse angulaire du sélecteur de vitesses
x	distance séparant la cible et le point de mesure de la vitesse
x_0	longueur du tube d'accélération
x_1	trajet des projectiles jusqu'au point de mesure de la vitesse

A	surface radiative du plasma dense
C _x	coefficient de résistance aérodynamique
D	diamètre des cratères hypervitesses
E _o	énergie nominale du circuit de décharge
E _c	énergie cinétique des projectiles
E _m	énergie limite du spectre d'énergie des électrons
E _p	énergie perdue par rayonnement
F	force de freinage aérodynamique
F _c	flou cinétique
F _g	flou géométrique
M	masse moléculaire
P	profondeur des cratères hypervitesses
P _r	profondeur ramenée à 5 km/s des cratères hypervitesses
P _i	puissance électrique injectée dans le plasma
R	constante des gaz parfaits
RLC	constantes électriques du circuit de décharge
R _m	parcours maximal des électrons dans la matière
S	surface de freinage aérodynamique
T	température en degrés Kelvin
U	tension de charge du générateur d'impulsions d'électrons
U _o	tension de charge du circuit de décharge du simulateur
V _c	volume des cratères hypervitesses
V	vitesse d'éjection du plasma dense

Introduction

Les corps solides ultra-rapides sont très répandus dans l'univers, comme en attestent les exemples suivants [1] :

vitesse du soleil : 19 km/s ;

de la terre autour du soleil : 30 km/s ;

des météorites : entre 12 et 80 km/s ;

de la plus rapide des étoiles connues : 660 km/s.

En outre, certaines galaxies lointaines auraient une vitesse de fuite de 145 000 km/s.

On peut remarquer que ces vitesses sont à l'échelle des dimensions des corps célestes, les météorites pouvant être considérées comme des débris de ceux-ci. Communiquer des vitesses élevées à des corps initialement au repos constitue par contre une opération très difficile à réaliser artificiellement, même pour de faibles masses, et les progrès relativement modestes obtenus jusqu'à ce jour l'ont été essentiellement pour des besoins militaires, les dégâts occasionnés par un projectile augmentant beaucoup avec sa vitesse.

De nos jours cependant, l'exploration de l'espace suscite un intérêt grandissant pour les grandes vitesses et leur simulation en laboratoire. Cette simulation s'impose plus spécialement pour l'étude des météorites en raison des dommages que celles-ci sont susceptibles de faire subir aux véhicules spatiaux. Il est en effet nécessaire de rechercher en laboratoire, au moyen d'études d'impacts à très grande vitesse, les structures les plus aptes à supporter les effets d'endommagement et, inversement, de rechercher éventuellement les conditions de destruction d'engins balistiques offensifs en provoquant leur rencontre avec des météorites artificielles.

Divers procédés ont été expérimentés permettant d'accélérer des projectiles à très grande vitesse. Nous citerons en particulier le canon à gaz léger avec lequel des projectiles de diamètre compris entre 5 et 10 mm peuvent être accélérés à des vitesses de l'ordre de 8 km/s [2], [3], et les accélérateurs à charge explosive, dont un type (charge creuse) permet l'obtention

de particules métalliques à des vitesses de l'ordre de 8 à 10 km/s [4] [5]. Deux autres techniques ont des performances beaucoup plus élevées car les projectiles qu'elles accélèrent sont de dimension réduite. Il s'agit de la méthode électrostatique qui accélère, à des vitesses de l'ordre de 15 km/s, des particules de 1 à 10 μm préalablement chargées électriquement [6] [7], et de la méthode électrothermique qui permet, à partir de la détente d'un plasma dense, d'accélérer des microbilles en verre de diamètre 50 μm à 150 μm à des vitesses pouvant atteindre 20 km/s.

En étudiant, dans ce qui suit, un accélérateur à plasma d'explosion de fil de faible énergie et, par conséquent, de conception très simplifiée, nous tentons d'apporter une contribution à la méthode électrothermique, qui est actuellement celle présentant les meilleures performances (20 km/s). Nous donnons également quelques applications dans les domaines de la simulation des météorites et de la physique des impacts, ainsi que les méthodes de mesure des vitesses des particules accélérées.

Première partie :

Généralités sur l'accélération de particules solides
au moyen d'un jet de plasma

1. Problème posé

Le but à atteindre étant de communiquer les plus grandes vitesses possibles à des particules ou projectiles donnés, il est nécessaire de connaître quelles doivent être les caractéristiques du fluide propulseur (c'est-à-dire du plasma) pour atteindre ce but.

Comme les particules doivent être petites pour que les vitesses maximales soient obtenues, il n'est pas possible de les accélérer seules, d'une manière classique, le long d'un tube de même calibre. La méthode utilisée est donc celle dite "par entraînement", le fluide pouvant s'écouler librement autour des particules pendant l'accélération. La force accélératrice est donc de même nature que la force de freinage "aérodynamique" (ou traînée) qui s'applique devant un corps quelconque se déplaçant rapidement dans un fluide au repos.

2. Expression de la vitesse

Exprimons la vitesse finale du projectile en fonction des divers paramètres du fluide qui l'accélère, en nous plaçant dans le cas idéal d'un écoulement dont la masse volumique ρ et la vitesse V ne varient pas pendant toute la durée de l'accélération. Si v est la vitesse atteinte par le projectile à l'instant t , la force d'entraînement est donnée par l'expression :

$$F(t) = C_x \cdot S \cdot \rho \cdot (V - v)^2 \quad (1)$$

avec : S = surface de la projection droite du projectile sur un plan perpendiculaire à la direction d'écoulement ;
 C_x = coefficient de résistance dépendant du nombre de Reynolds et du nombre de Mach ;
 $V - v$ = vitesse relative du projectile par rapport au fluide.

Si m est la masse du projectile, le principe fondamental de la dynamique permet d'écrire :

$$(2) \quad m \frac{dv}{dt} = C_x S \rho (V - v)^2.$$

Dans le cas d'un projectile sphérique, m peut s'exprimer au moyen de deux nouveaux paramètres qui sont : le diamètre d et la masse volumique ρ_p de ce projectile, soit $m = 2/3 \rho_p \cdot d \cdot S$. Il en résulte finalement l'équation différentielle :

$$(3) \quad 2 \rho_p \cdot d \cdot \frac{dv}{dt} - 3 C_x \rho (V - v)^2 = 0.$$

Compte tenu de la condition initiale $v = 0$ lorsque $t = 0$, l'intégration de (3) permet de formuler la vitesse atteinte par le projectile en fonction du temps et des différents paramètres :

$$(4) \quad v = \frac{3 C_x \rho V^2 t}{2 \rho_p \cdot d + 3 C_x \rho V t}.$$

On pourrait facilement démontrer à partir de la relation (4) que :

$$\begin{aligned} v &\rightarrow \infty \text{ lorsque } V \rightarrow \infty, \\ v &\rightarrow V \text{ lorsque } C_x, \rho \text{ ou } t \rightarrow \infty. \end{aligned}$$

Il s'ensuit que le fluide propulseur doit satisfaire les conditions suivantes :

- la vitesse d'écoulement du fluide doit être aussi élevée que possible, car elle détermine la limite que la vitesse des particules ne peut jamais dépasser ;
- le coefficient C_x étant donné, la masse volumique ρ du fluide doit être très élevée.

Par ailleurs, on peut vérifier à partir de (4) que les dimensions et la densité des particules doivent être aussi faibles que possible.

3. Application aux gaz propulseurs obtenus par explosion électrique

La vitesse d'éjection d'une masse de gaz se détendant adiabatiquement dans le vide après avoir été amenée à la température T , est donnée par la relation :

$$V = \sqrt{\frac{2\gamma RT}{(\gamma-1)M}} \quad (5)$$

$$\gamma = C_p/C_v$$

M = masse moléculaire.

On constate que le gaz doit avoir une faible masse moléculaire et que sa température doit être la plus haute possible pour que sa vitesse d'éjection soit maximale.

Parmi les procédés connus qui permettent de porter un gaz à très haute température, le chauffage électrique par explosion de fil donne les meilleurs résultats exploitables puisqu'il peut permettre l'obtention de températures de 100 000°K et plus [8]. Avec les explosifs chimiques par exemple, la température maximale est limitée par la température de décomposition des molécules et ne dépasse guère 5000 à 6000°K.

Un autre avantage important de l'explosion de fil est de pouvoir injecter l'énergie électrique dans le plasma en un temps extrêmement court, ce qui limite les pertes calorifiques par rayonnement qui, à ces températures, sont considérables [9]. Comme d'après (4) le facteur temps joue le même rôle que la densité ρ , une durée brève de l'accélération doit être compensée par une forte densité du plasma propulseur. Comme on le verra, cette densité est maintenue très proche de celle du fil métallique avant l'explosion, en confinant le plus possible le plasma pendant l'explosion et la détente.

4. Notions sur le phénomène d'explosion de fil

4.1. Principe

Le phénomène d'explosion de fil se réalise lorsque l'on provoque la décharge d'une batterie de condensateurs à travers un fil de très faibles dimensions (diamètre inférieur à 2 mm). Si les condensateurs et le circuit de décharge sont à faible self et si la batterie est puissante (tension nominale et capacité élevées), la grande énergie accumulée pendant la charge se dissipe en quelques microsecondes dans le fil préalablement ionisé, provoquant une élévation considérable de température et, par suite, une transformation thermodynamique d'une violence explosive. Le schéma le plus simple de circuit à fil explosant est celui de la figure 1. L'élément de commutation le plus employé est l'éclateur introduit en série avec le fil. Dans le but de contrôler à volonté les décharges, on ajoute à l'éclateur une électrode de déclenchement reliée à un générateur d'impulsions haute tension [10].

4.2. Théorie du phénomène

La théorie la plus généralement admise actuellement peut se décomposer en trois phases principales [11] :

a) Phase de la fusion du fil

La décharge s'amorce, le courant encore faible commence à circuler, provoquant la fusion du fil dès que la température nécessaire est atteinte. On suppose que la forme physique initiale du fil est conservée du fait de l'inertie et de la pression magnétique.

b) Phase de la "pause" de courant

La température atteint alors le point d'ébullition. Quand la barrière de changement de phase est surmontée, la vaporisation intervient. La phase gazeuse ainsi obtenue possède momentanément une très forte densité, et le libre parcours moyen est trop faible pour que l'ionisation par chocs se pro-

mise. Le fil possède alors une très forte résistance électrique et le courant est momentanément très faible.

c) Phase de l'explosion

L'expansion de la phase gazeuse qui se produit ensuite pour effet d'augmenter le libre parcours moyen. L'ionisation par chocs se réalise aussitôt, le courant augmente très vite, contrôlé par les constantes R, L, C du circuit. L'afflux d'énergie qui en résulte dans le canal de décharge provoque l'explosion.

Historique de l'accélération par explosion électrique

Les premières tentatives qui ont été faites pour élever la température d'un gaz propulseur au moyen du phénomène d'explosion de fil, consistaient à placer un fil métallique entre deux électrodes disposées à l'intérieur d'une enceinte remplie d'un gaz léger sous pression (hydrogène, hélium) et reliée à un tube d'éjection (fig.2). Cette méthode avait l'inconvénient de produire un écoulement peu dense malgré la pression initiale élevée, et surtout de provoquer la contamination des gaz par les produits d'érosion des électrodes avec, comme conséquence, une augmentation sensible de la masse moléculaire moyenne. Pour cette raison, la vitesse d'éjection était limitée environ 7 km/s [12], [13].

En 1959, V.E. SCHERRER [14] insère le fil entre un bloc amortisseur isolant (eau ou Téflon) et l'extrémité, recouverte de mylar, d'un tube d'éjection (fig.3). Les électrodes se trouvent de cette façon complètement en dehors de l'enceinte et il n'y a pas possibilité de contamination. L'explosion électrique est à son début "contenue" par le film de mylar, puis les vapeurs métalliques s'écoulent dans le tube. L'expérimentateur avait pu mesurer, au cours d'un tir, une vitesse de 16 km/s pour le film de mylar. Mais celui-ci se vaporisait le plus souvent et l'installation ne semble pas avoir eu d'applications pratiques.

En 1963, à Temple University de Philadelphie, deux configurations différentes de la chambre d'explosion sont utilisées [15]. L'une, comparable à celle de V.E. SCHERRER, accélère des particules de verre, préalablement collées au fil, à des vitesses de l'ordre de 7 km/s. L'autre utilise une tige en graphite, de $\varnothing = 1,6$ mm et de 2 mm de longueur, comme fil explosant, dont l'axe coïncide avec celui du tube de lancement. La tige est entourée latéralement d'un isolant, les électrodes dont l'une constitue le tube d'éjection étant disposées aux deux extrémités (fig.4). Des projectiles en acier de $\varnothing = 1$ mm ont pu être lancés avec cette dernière configuration à une vitesse de 3,3 km/s.

En 1964 enfin, C.N. SCULLY et J.D. O'KEEFE de North American Aviation construisent, en collaboration avec la NASA, un "canon" électrothermique à configuration coaxiale, plusieurs corps conducteurs étant utilisés successivement comme gaz propulseur : fer, étain, sodium, lithium [16], [17]. L'installation, connue sous la dénomination de "SSL MARK IV", se compose de sept puissants condensateurs de choc de 80 cm de diamètre, disposés selon un demi-cercle de 4 m de diamètre et prolongés par un tunnel de tir de 3 m de longueur. Les condensateurs (10 μ F chacun) sont couplés en parallèle, la tension nominale étant de 30 kV et l'énergie totale de 30 000 J. Les meilleures performances sont obtenues avec le lithium (masse atomique la plus faible de tous les corps expérimentés) et les vitesses atteintes par des microbilles de 50 μ m sont de l'ordre de 18 km/s. Les vitesses sont mesurées au moyen d'un système optique. Le "SSL MARK IV" a été conçu spécialement pour l'étalonnage des détecteurs de micrométéorites, qui ont été montés sur la série de satellites scientifiques "S 55" du programme "Explorer" ainsi que sur les satellites "Pegasus" [18, 19].

Deuxième partie

Etude d'un accélérateur à décharge rapide

1. But poursuivi

L'étude du fonctionnement du "SSL MARK IV" fait assez clairement apparaître l'existence d'une sorte de discordance entre, d'une part, la durée relativement longue ($12\ \mu\text{s}$) de la décharge et, d'autre part, la vitesse atteinte par les particules ($20\ \text{km/s}$, soit $2\ \text{cm}$ par μs). Le canal de décharge étant très réduit (1 à $2\ \text{cm}$ de longueur), on peut donc émettre l'hypothèse que la vitesse finale des projectiles est atteinte bien avant que la décharge ne soit achevée, et que les projectiles les plus rapides sont en fin de décharge déjà relativement très éloignés du canal de décharge. Dans ce cas, seule la première partie de la décharge serait utilisée et il y aurait donc une perte d'énergie assez importante.

Partant de cette hypothèse, nous avons réalisé un accélérateur à plasma d'explosion de fil dont le temps de décharge est beaucoup plus petit que celui du "SSL MARK IV" ($2\ \mu\text{s}$ au maximum au lieu de $12\ \mu\text{s}$) et l'énergie nominale beaucoup plus faible ($5000\ \text{J}$ seulement). L'énergie est choisie faible parce que, d'une part notre but est de démontrer que les résultats obtenus par le "SSL MARK IV" peuvent être atteints avec une énergie beaucoup plus faible pourvu que la puissance reste identique, d'autre part parce qu'il est impossible, étant donné les possibilités techniques actuelles, de concilier un temps de décharge faible et une énergie élevée.

Pour démontrer cette impossibilité, exprimons le temps de décharge t (assimilé ici au temps nécessaire pour que l'intensité du courant soit maximale en régime d'amortissement critique) en fonction des différents paramètres :

$$\begin{cases} t = \sqrt{LC} \\ E_0 = \frac{1}{2} C U_0^2 \end{cases}$$

d'où

(6)

$$t = \frac{\sqrt{2LE_0}}{U_0},$$

avec

$$\begin{cases} L = \text{self totale du circuit,} \\ C = \text{capacité totale,} \\ E_0 \text{ et } U_0 = \text{énergie et tension nominales.} \end{cases}$$

La relation (6) montre qu'à énergie constante, il faut soit diminuer L , soit augmenter U_0 pour réduire t . Or, U_0 ne peut être augmenté sensiblement car cela nécessiterait une modification des circuits (problèmes d'isolement haute tension) qui aurait pour effet d'accroître la self L (qu'il faut précisément chercher à réduire). En outre, s'il est possible de réduire partiellement la self par le couplage en parallèle des condensateurs, la self totale, quant à elle, ne peut descendre au-dessous d'une certaine valeur, celle du circuit d'utilisation.

Dès lors, la seule solution permettant de diminuer le temps de décharge est de réduire l'énergie par la réduction de la capacité, c'est-à-dire du nombre de condensateurs. A la limite du raisonnement, on aboutit à l'utilisation d'un seul condensateur de choc qui, s'il est muni de sorties coaxiales, permet, de surcroît, l'adoption d'un circuit très compact, c'est-à-dire à faible self.

Cette minimisation de l'énergie revêt une grande importance car elle tend à restreindre les effets destructifs de l'explosion et, par suite, à simplifier considérablement la technique des accélérateurs à plasma d'explosion de fil.

2. Description de l'accélérateur à condensateur unique

L'accélérateur que nous avons expérimenté se compose de trois éléments distincts :

- un condensateur de choc,
- une chambre de vaporisation du lithium,
- un dispositif de déclenchement de la décharge,

le tout étant monté en série selon une configuration coaxiale compacte, c'est-à-dire à faible self.

2.1. Le condensateur de choc

Il s'agit d'un condensateur à sorties coaxiales. Il possède les caractéristiques suivantes :

- capacité : 4 μ F,
- tension de service : 50 kV,
- self propre : 30 nH,
- fréquence propre : 460 000 cycles/s,
- énergie maximale : 5000 J.

2.2. La chambre de vaporisation

Elle est schématisée sur la figure 5. Elle est constituée essentiellement par un cylindre en matériau électriquement et thermiquement isolant (Plexiglas, céramique) de 20 mm de diamètre et de 25 mm de longueur, percé d'un trou coaxial de 1,5 mm de diamètre dans lequel est ajusté le cylindre de lithium. La chambre est fermée à une extrémité par l'une des électrodes et prolongée à l'autre extrémité par un tube en acier qui fait également office de seconde électrode (électrode reliée à la masse) et qui canalise les gaz d'éjection. Le diamètre intérieur du tube est également de 1,5 mm, sa longueur de 60 mm.

2.3. Le dispositif de déclenchement

Le déclenchement de la décharge s'effectue au moyen d'un trigatron fonctionnant à l'air atmosphérique. Ce trigatron est composé de deux demi-sphères en cuivre, de diamètre 20 mm, et d'une électrode de déclenchement latérale, comme indiqué sur le schéma d'ensemble de la figure 6. L'électrode de déclenchement reçoit une impulsion HT produite par le dispositif schématisé sur la figure 7.

2.4. Le circuit de décharge

Le montage des divers éléments en série du circuit de décharge est schématisé sur la figure 6. L'adoption d'une configuration coaxiale a été facilitée par l'existence des sorties

elles-mêmes coaxiales du condensateur. Le montage, tel qu'il est conçu, résulte d'un compromis entre le maximum de compacité qu'exige un circuit à très faible self et les caractéristiques dimensionnelles compatibles avec son fonctionnement à très haute tension. Dans ce compromis la recherche d'une faible self a été volontairement favorisée aux dépens de la tenue à tension élevée. En compensation, les surfaces de contact des diverses pièces d'assemblage (ajustements, filetages) sont, avant chaque tir, enduites d'une graisse siliconée pour diminuer les risques de claquage. Malgré cette précaution, des claquages se produisent de temps à autre, ce qui a pour effet de détruire complètement les éléments du montage, en raison de l'importance de l'énergie mise en jeu.

Ce montage permet cependant d'obtenir des temps de décharge inférieurs à $1,5 \mu\text{s}$ (cas de l'amortissement critique). La puissance injectée correspondante est considérable : de l'ordre de $3 \cdot 10^9$ watts.

3. Mesure de la vitesse du jet de plasma

3.1. Montage expérimental

Le jet de plasma, très lumineux, peut être visualisé au moyen d'une caméra électronique ultra-rapide du type TRW-STL [20]. Les trois images du même phénomène que donne cette caméra permettent de mesurer la vitesse du jet.

C'est à la sortie du tube en acier que le phénomène est visualisé, un vide de 10^{-4} mm Hg étant entretenu pendant l'éjection. La lumière du phénomène est perçue par la caméra grâce à une fenêtre en Plexiglas de 0,3 mm d'épaisseur, montée sur la paroi de l'enceinte à vide.

La caméra électronique a été utilisée en obturateur ultra-rapide avec des poses de 50 ou 100 nanosecondes, espacées de 0,5 à $10 \mu\text{s}$. La série des trois images est synchronisée par la lumière du phénomène obtenue immédiatement à la sortie du tube, et transmise par un conducteur de lumière à fibres optiques. L'optique qui forme l'image du phénomène sur

la photocathode du transformateur d'image est ouverte jusque $f/2$. Les grandissements ont été mesurés à partir d'un objet de dimensions connues, photographié avant l'expérience. L'enregistrement photographique a été fait soit sur Polaroid 3000 ASA, soit sur film Ilford HPS développé dans l'Acufine.

3.2. Visualisation du jet de plasma

Dans un premier temps, nous avons essayé de visualiser le jet de plasma seul, c'est-à-dire en l'absence de tout projectile. Aucun des enregistrements obtenus de cette façon ne fait apparaître la présence de jet, mais seulement des taches lumineuses sensiblement identiques sur les trois images, comme le montre la figure 8. Ces taches ont été localisées à la sortie immédiate du tube. Le faible éclaircissement enregistré à l'autre extrémité est dû à une réflexion sur la fenêtre.

Pour interpréter ces résultats négatifs, on peut émettre l'hypothèse que le plasma se détend radialement dès sa sortie du tube, accuse une chute importante de température et de densité et, par suite, un abaissement brusque de luminosité.

Afin de remédier à cet inconvénient, le tube principal a été prolongé par un tube en matériau transparent (verre) de même calibre et de 100 mm de longueur. La figure 9 est un triple enregistrement du même jet obtenu dans les conditions indiquées. Cette fois le jet se trouve visualisé correctement et l'on peut se rendre compte de sa progression dans le tube de verre malgré l'éclaircissement excessif de la troisième image. L'intervalle de temps entre chaque image était de 0,5 μ s. La distance réelle qui sépare les positions de la pointe du jet est de 10 mm. Il s'ensuit que la vitesse de la pointe du jet est de 20 km/s. La précision de mesure peut être estimée à $\pm 10\%$ [21].

4. Interprétation des résultats

La vitesse mesurée du jet de plasma est tout à fait comparable à la vitesse du jet produit par le "SSL MARK IV". Or, seules la surface radiative du canal de décharge, c'est-à-

dire du plasma en formation, d'une part, et la puissance, d'autre part, sont identiques dans les deux cas [22].

Nous en déduisons qu'au-delà d'un certain seuil qui correspond à l'énergie calorifique emmagasinée dans le plasma et qui dépend de la température, une variation même importante de l'énergie n'a pas d'influence sensible sur la vitesse d'éjection du plasma pourvu que la puissance reste invariante.

Nous sommes conduits à donner l'interprétation suivante de ce fait expérimental : la température atteinte par le plasma semble résulter d'un état d'équilibre qui est réalisé dès l'instant où la puissance injectée dans le plasma devient égale à la puissance perdue à cet instant sous forme de rayonnements, les autres pertes calorifiques pouvant être négligées.

Dans ces conditions, la puissance injectée P_i et la température d'équilibre T du plasma sont liées par la loi de Stefan :

$$(7) \quad P_i = \epsilon A \sigma T^4,$$

où ϵ est le pouvoir émissif, A la surface radiative et σ la constante de Stefan-Boltzmann.

Par ailleurs, on sait que dans le cas où la détente se fait dans le vide, la vitesse d'éjection théorique V est donnée par la relation (5).

On peut constater que pour un fluide donné ($\gamma = \text{Cte}$; $M = \text{Cte}$), la vitesse d'éjection ne dépend que de la température. D'après la relation (7), elle ne dépend donc que de la puissance si la surface radiative est invariante. C'est bien ce qui a été vérifié expérimentalement.

Calculée à partir de la relation (7), la température du plasma de lithium produit par le simulateur décrit est de $130\,000^\circ\text{K}$, avec $P_i = 1,9 \cdot 10^9 \text{ W}$, $\epsilon = 1$, $A = 100 \text{ mm}^2$, $\sigma = 5,71 \cdot 10^{-5} \text{ erg/s} \cdot \text{cm}^2$. Cette valeur peut être considérée comme étant la température théorique maximale du plasma. On

admet qu'un plasma très dense possède un pouvoir émissif très proche de celui du corps noir, d'où $\epsilon = 1$ [9].

Le calcul de la température, à partir de la relation (5) et dans les mêmes conditions, donne $T = 67000^{\circ}\text{K}$ avec $V = 20 \text{ km/s}$, $\gamma = 1,67$ (gaz monoatomique) et $M = 7$. V étant la vitesse mesurée à la sortie d'un tube de 60 mm de longueur, la vitesse théorique de l'écoulement sans support matériel, c'est-à-dire sans pertes de charge, serait évidemment plus grande et le calcul conduirait à des températures plus élevées. On peut en déduire que la valeur 67000°K constitue une valeur minimale et que la température moyenne réelle se situe probablement entre les deux valeurs que nous venons de calculer :

$$67000^{\circ}\text{K} < T < 130\,000^{\circ}\text{K}.$$

Ces valeurs sont à rapprocher de celles qui ont été obtenues à l'aide de moyens de mesure classiques par NGUYEN VAN TRONG [23] qui a trouvé pour un plasma d'explosion de fil de cuivre des températures de 40000°K pour la couche extérieure (température de brillance) et de 82000°K pour la zone intérieure (mesure de résistivité) avec, toutefois, une puissance injectée sensiblement plus faible (10^8 W).

Troisième partie :

Application à la simulation des météorites et en physique des impacts

1. Météorites et micrométéorites

1.1. Origine des météorites

1.1.1. Généralités

L'espace interplanétaire est sillonné par des météorites, corps solides de toutes dimensions se mouvant dans toutes les directions sans ordonnancement apparent. Les grosses météorites sont relativement rares, tandis que les corpuscules ou "poussières" sont beaucoup plus nombreux. L'appellation de micrométéorites est généralement donnée à ces derniers (masses inférieures à 10^{-4} g environ). Les planètes et les véhicules spatiaux sont susceptibles d'être touchés, suivant le jeu du hasard, par les météorites avec des vitesses relatives qui peuvent être considérables, ce qui a pour effet d'engendrer des phénomènes d'impacts à grande vitesse (cratères terrestres ou lunaires, endommagements de structures).

Il y a lieu de remarquer que la Terre, à cause de sa couche atmosphérique, est bien protégée des météorites rapides de faible grosseur. Il n'en est plus de même pour les grosses météorites qui peuvent traverser cette couche, malgré la perte importante de masse qu'elles subissent sous forme de matières vaporisées. Néanmoins, certaines poussières parviennent quand même jusque sur la Terre. Il s'agit des micrométéorites dont la vitesse géocentrique est faible et qui atteignent la Terre après être demeurées plus ou moins longtemps en suspension dans l'atmosphère. Elles sont récupérées plus particulièrement dans les sédiments marins, ou dans la neige des régions polaires ou montagneuses.

Dans l'état actuel des connaissances, on admet généralement que 10% des météorites ont pour origine les astéroïdes et 90% les comètes [24].

1.1.2. Origine astéroïdale

Les astéroïdes proviendraient de la désintégration d'une planète, dont l'orbite se situait entre celles de Mars et de Jupiter. Décrite dans le sens direct, c'est-à-dire dans le sens qui est celui de toutes les planètes, cette orbite coïncide effectivement avec celle d'une planète hypothétique prévue par la loi de BODE. L'existence d'astéroïdes de grandes dimensions plaide d'ailleurs en faveur de leur origine planétaire. "Cérès", le plus grand, mesure 700 km de diamètre. Les diverses forces de perturbation, en particulier les champs de gravitation du Soleil et des planètes voisines auraient fait dévier de leur orbite les fragments les moins gros et les auraient distribués dans tout l'espace interplanétaire. Comme seules les grosses météorites de densités élevées parviennent à traverser l'atmosphère, la plupart des météorites qui percutent violemment la Terre sont d'origine astéroïdale [24].

1.1.3. Origine cométaire

Les comètes gravitent dans le système solaire, soit sur des orbites elliptiques très aplaties, soit sur des orbites paraboliques ou hyperboliques. Il arrive que des comètes se fassent capturer par une grosse planète (famille de Jupiter). WHIPPLE [25] pense que les comètes, lorsqu'elles sont éloignées du Soleil, sont des agglomérats de gaz congelés et de pierrailles. Lorsqu'elles s'en rapprochent et s'échauffent, elles se séparent de leurs constituants volatils et acquièrent une structure poreuse et fragile. La pression de radiation solaire disloque cette structure et projette les plus petites particules dans la direction opposée au Soleil (queue de la comète). Il s'ensuit une injection de particules météoritiques dans le système solaire de 10^6 kg par seconde [26]. A la différence des débris d'origine astéroïdale, les débris d'origine cométaire sont des particules poreuses, de dimensions peu importantes. Ils peuvent se présenter

soit sous une forme dispersée, soit sous forme d'essaims. Les météores engendrés par les essaims constituent les "pluies" de météores, au cours desquelles le nombre des météores observés est considérable par rapport au nombre observé habituellement. Les "pluies" de météores sont en relation avec des comètes connues. Se manifestant quand la Terre croise l'orbite d'une comète, elles reviennent à dates fixes et prévisibles si la comète considérée est périodique.

Les météorites d'origine cométaire qui se présentent sous une forme dispersée auraient appartenu à des essaims provenant de comètes en voie de disparition. Leurs trajectoires sont généralement peu inclinées sur le plan de l'écliptique. Cela semble confirmer leur origine cométaire. Les météores engendrés par ces débris dispersés constituent ce que l'on appelle les météores sporadiques. En outre, la lumière zodiacale, qui peut être observée au voisinage de l'écliptique, est probablement produite par la diffusion de la lumière solaire par une accumulation de ces particules microscopiques.

1.2. Caractéristiques des micrométéorites

1.2.1. Composition

La composition des météorites d'origine astéroïdale est obtenue par l'analyse des grosses météorites récupérées sur terre. Ce sont, pour la plupart, des fragments pierreux (silicates...) de densité $3,5 \text{ g/cm}^3$ environ. Cependant 20% d'entre elles possèdent une composition fer-nickel (90% de fer, 10% de nickel). Le domaine de densité s'étend donc de 3 à 8 g/cm^3 [25].

La composition des micrométéorites d'origine cométaire est obtenue par l'analyse des prélèvements effectués dans les sédiments marins, ou dans la neige des régions polaires ou montagneuses et, dans une certaine mesure, par l'analyse des spectres des comètes. Leur composition moyenne est la suivante :

- 50% de dioxyde de silice,
- 20% d'oxydes d'aluminium,
- et le reste en oxydes de fer et de calcium.

A cause de leur porosité, les météorites d'origine cométaire accusent des densités faibles pouvant descendre jusqu'à $0,05 \text{ g/cm}^3$ [27].

1.2.2. Distribution des vitesses

Le domaine des vitesses des météorites est très bien défini. Toutes les météorites sont animées de vitesses comprises entre 11 et 72 km/s.

La distribution des vitesses a été établie en 1950 par Mc KINLEY à partir de l'observation radioélectrique des météores [28]. La figure 10 donne le nombre de météorites pour chaque plage de vitesses de 5 km/s et pour 11 000 météorites étudiées. On constate l'existence de 2 maximums, l'un aux alentours de 40 km/s, l'autre vers 60 km/s. D'autres auteurs (HAWKINS, 1962) ont obtenu depuis lors des résultats très peu différents.

1.2.3. Distribution des masses. Flux cumulé

Le nombre moyen de météorites de toutes masses, provenant de toutes les directions et traversant l'unité de surface pendant l'unité de temps, constitue le flux omnidirectionnel. Il est donné le plus souvent en nombre de météorites par m^2 et par seconde.

La distribution des masses des météorites est généralement représentée par la courbe donnant le flux cumulé en fonction de la masse, c'est-à-dire le flux omnidirectionnel de toutes les météorites dont les masses sont supérieures à la masse portée en abscisse. La figure 11 représente les courbes des flux cumulés, obtenues d'une part par WATSON, d'autre part par WHIPPLE au moyen d'observations de météores et aussi de techniques radioélectriques [27, 29]. Quelques points obtenus par mesures directes sur satellites y ont également été portés [31]. Pour les micrométéorites de masses inférieures à 10^{-10} g , des détecteurs photoélectriques ont été utilisés et des détecteurs piézoélectriques pour les masses supérieures.

1.3. Moyens d'investigation

Les principales sources d'informations concernant les météorites sont les suivantes :

- étude des météorites récupérées sur terre,
- étude des météores,
- observation de la région zodiacale,
- mesures directes par satellites et sondes.

1.3.1. Etude des météorites récupérées

Les indices terrestres de l'existence des météorites sont fournis principalement par les cratères caractéristiques d'impacts à très grande vitesse, comme par exemple celui de l'Arizona qui accuse une profondeur de 120 m et un diamètre de 1200 m. Ces cratères sont le fait de météorites très grosses, puisque les petites sont considérablement freinées par la couche atmosphérique. Ces petites météorites sont soit détruites pendant la traversée de l'atmosphère, soit récupérables sur terre. Dans ce dernier cas, elles constituent une source d'informations sur leur composition et, par suite, sur leur origine.

1.3.2. Etude des météores

Les météores sont des traînées lumineuses et ionisées, engendrées par les météorites qui traversent l'atmosphère. Les météores sont étudiés à l'aide de moyens photographiques, radioélectriques ou par radar. De ces études, il est possible de déduire des informations (vitesse en particulier) sur les météorites et, par extrapolation, sur les micrométéorites [27, 29].

1.3.3. Observation de la lumière zodiacale

La lumière zodiacale provient de la réflexion de la lumière du soleil sur une région de l'espace (région zodiacale) occupée par des petites particules dont la gamme de dimensions s'étend de 1 à 300 μm [32]. L'observation de cette lumière donne des renseignements sur la distribution des masses des micrométéorites.

1.3.4. Mesures directes

L'investigation des micrométéorites par mesures directes se fait à l'aide de détecteurs que l'on place sur des satellites ou sur des sondes spatiales [31].

Les premiers détecteurs utilisés ont été les détecteurs piézoélectriques. Ils sont essentiellement constitués d'éléments piézoélectriques (PZT, titanate de baryum) qui fournissent un signal électrique exploitable sous l'effet de la pression qui accompagne l'impact d'une micrométéorite [33, 34].

Les détecteurs photoélectriques, qui constituent une seconde catégorie de détecteurs, enregistrent la présence d'une particule à partir de l'éclair lumineux produit à l'impact [31].

Un troisième type de détection repose sur la pénétration complète de la particule dans une membrane ou dans un réseau de fils conducteurs [33], [35]. Cette pénétration donne alors naissance à un phénomène détectable :

- fuite d'un gaz et diminution correspondante de pression (cellule pressurisée),
- cellule initialement placée dans l'obscurité et signalant l'entrée de lumière solaire due à la perforation (cellule à sulfite de cadmium),
- rupture de fils conducteurs et modification des caractéristiques électriques du réseau de fils.

Les détecteurs les plus récents sont les détecteurs capacitifs à pénétration. Ce sont de petits condensateurs constitués d'un film diélectrique extra-mince (mylar) recouvert sur chacune de ses faces d'un film métallique inférieur à 1 μm et obtenu par vaporisation sous vide. Le condensateur est chargé à une tension d'une centaine de volts. Lorsqu'une micrométéorite perce le condensateur, celui-ci se décharge, provoquant un signal, et se recharge aussitôt du fait de la destruction des couches métalliques au point de perforation [36]. Les détecteurs capacitifs à pénétration sont utilisés sur les satellites américains les plus récents (série des "Pegasus" en particulier).

1.4. Les effets destructifs des micrométéorites

Lorsqu'un projectile animé d'une très grande vitesse percute une structure, il produit sur celle-ci un endommagement plus ou moins considérable selon l'importance de la vitesse. Deux cas sont à examiner :

1.4.1. Structure à parois épaisses

Il s'agit d'une structure dont l'épaisseur de paroi est grande devant la profondeur théorique de pénétration. Il y a, dans ce cas, formation d'un cratère de forme générale hémisphérique, dont le diamètre est beaucoup plus grand que celui du projectile (fig.52b).

L'expérience montre que, toutes choses égales par ailleurs, le volume du cratère est directement proportionnel à l'énergie cinétique du projectile. De nombreuses formules empiriques permettant de prévoir l'endommagement sur des parois épaisses ont été établies [37, 38].

1.4.2. Structure à parois minces

C'est le cas où l'épaisseur des parois est plus petite ou comparable à la profondeur théorique de pénétration. Il y a alors risque de perforation complète de la paroi, et la survie des engins spatiaux est en partie liée à la connaissance des conditions de perforation des parois minces par les météorites ou micrométéorites. Là aussi des formules empiriques ont été établies. Nous mentionnerons à titre d'exemple celle de SMITH et al. [39] :

$$(8) \quad \frac{p}{d} = k \frac{\rho_p}{\rho_c}^{2/3} \frac{v}{c}^{2/3} \sin i$$

avec ρ_p = densité du projectile

ρ_c = densité de la paroi

v = vitesse du projectile

c = vitesse du son dans la paroi

p = épaisseur limite de la paroi, c'est-à-dire épaisseur en-deçà de laquelle elle est traversée

- d = diamètre du projectile
- i = incidence de la cible
- k = constante à déterminer expérimentalement et dépendant de la nature des matériaux.

Ces formules empiriques ayant été établies à partir de vitesses relativement faibles (inférieures à 10 km/s) ne sont rigoureusement valables que pour cette gamme de vitesses. La nécessité de connaître l'importance de l'endommagement à des vitesses plus élevées est à l'origine du développement des simulateurs de micrométéorites. Ceux-ci sont par ailleurs indispensables pour étalonner les détecteurs destinés aux mesures directes par satellites et sondes.

2. Simulation des micrométéorites de calibre compris entre 50 et 150 μm

2.1. Technique de l'accélération

Pour que les projectiles puissent atteindre des vitesses se rapprochant le plus possible de la vitesse du jet de plasma, il est indispensable, comme nous l'avons vu, que leur masse soit très faible.

Les projectiles utilisés sont des microbilles de verre (borosilicate) de 50 et 150 μm de diamètre. Il a été démontré [16] que le verre résiste très bien au contact d'un plasma dense du fait de sa transparence aux rayons ultraviolets et de sa faible conductibilité thermique. De plus, sa masse volumique (2,2) n'est pas trop élevée et sa structure est proche de celle de la grande majorité des micrométéorites.

Les masses des projectiles sont environ de $1,5 \cdot 10^{-7}$ g pour les microbilles de 50 μm et de $4 \cdot 10^{-6}$ g pour celles de 150 μm .

Un "paquet" de plusieurs centaines de microbilles de même calibre (50 ou 150 μm) est placé, avant le tir, à l'entrée du tube de lancement, au contact de l'extrémité du fil de lithium (fig.5). La détente du plasma entraîne le "paquet" qui se disloque le long du tube et se transforme rapidement en un jet de microbilles présentant un éventail de vitesses largement distribuées.

Comme les microbilles sont fournies à l'état non calibré, elles sont préalablement triées à l'aide d'un tamiseur à jet d'air.

Il est nécessaire que le "paquet" initial soit assez volumineux. Dans le cas contraire, en effet, peu de microbilles résistent à la vaporisation par le plasma, à moins que l'on ajoute une pellicule de graisse isolante, de quelques dixièmes de mm d'épaisseur, entre le lithium et les microbilles. Dans le cas où le "paquet" est suffisamment volumineux (0,4 à 0,5 mm de profondeur) c'est probablement la partie arrière du "paquet" qui joue le rôle d'isolant thermique.

2.2. Evaluation de la vitesse du jet de microbilles

Pour réaliser les premières applications de l'accélérateur dans le domaine de la physique des impacts et en attendant l'achèvement d'une technique plus appropriée mais longue à élaborer et, comme nous le verrons, d'une mise au point délicate, nous avons fait appel dans un premier temps à deux techniques plus simples qui permettent de mesurer approximativement la vitesse soit du jet, soit des projectiles les plus rapides dans le jet.

La première de ces techniques consiste à placer sur la trajectoire deux barrières électriques qui permettent de mesurer approximativement la vitesse de la partie avant du jet de microbilles, c'est-à-dire de la partie la plus rapide. Le dispositif se compose de 2 membranes circulaires, parallèles entre elles, distantes de 10 cm (fig.6 et 12) et disposées de telle façon que le jet les traverse l'une après l'autre. Chaque membrane est constituée de deux feuilles très fines d'aluminium (10 μ m) qui sont appliquées sur les deux faces d'une feuille isolante en mylar de 20 μ m d'épaisseur. La première membrane est perforée en son centre afin qu'une section longitudinale au moins du jet puisse la traverser sans perturbation et atteindre la seconde membrane dont seule la feuille centrale en mylar est perforée (fig.13). Les feuilles d'aluminium de chaque

membrane sont reliées aux bornes d'un petit condensateur de grande fréquence propre. Le passage du jet a pour effet d'établir le contact entre les deux feuilles et de provoquer la décharge du condensateur chargé à une centaine de volts. L'intervalle de temps Δt entre les deux signaux obtenus est mesuré au moyen d'un enregistrement oscillographique et la vitesse est déduite de la relation

$$v = \frac{\ell}{\Delta t} \quad (\ell = \text{distance entre les deux membranes}).$$

Le schéma de la figure 6 montre le dispositif en position de fonctionnement. Il se trouve dans une enceinte évacuée dont les parois métalliques forment une petite cage de Faraday destinée à protéger les membranes des parasites engendrés par la décharge du condensateur.

La seconde technique utilise un détecteur piézoélectrique d'impact placé derrière la cible. Elle permet d'évaluer approximativement la vitesse de la bille la plus rapide du jet à partir du temps mis par celle-ci pour atteindre la cible. L'instant de départ est assimilé à celui de l'explosion électrique qui induit une impulsion de tension de l'ordre de 200 V dans une spire convenablement placée. L'instant d'arrivée sur la cible est déterminé par la réponse du détecteur piézoélectrique (zirconate de plomb) à l'onde de choc produite par le premier impact (correspondant par conséquent à la bille la plus rapide). L'intervalle de temps entre les deux signaux obtenus est mesuré au moyen d'un enregistrement oscillographique. En supposant que la bille considérée a subi une accélération constante sur tout le trajet x_0 correspondant à la longueur du tube d'accélération et qu'ensuite sa vitesse v est restée uniforme, on a :

$$v = \frac{x_1 + x_0}{\Delta t} \quad (9)$$

où x_1 est la distance qui sépare la position de départ de la bille et le détecteur piézoélectrique.

2.3. Détermination de la distribution des vitesses dans le jet

Les performances maximales obtenues avec l'accélérateur étudié et pour une énergie injectée de 3500 joules sont d'environ 18 km/s pour les microbilles les plus rapides. Ces vitesses ont été évaluées au moyen du dispositif à barrières électriques décrit précédemment. Elles ont, en outre, été vérifiées par une méthode indirecte, basée sur la connaissance de la profondeur des cratères obtenus sur une cible donnée. La courbe de la figure 14, établie par SCULLY et al. [16], donne en effet le rapport P/d de la profondeur du cratère et du diamètre du projectile en fonction de la vitesse dans le cas d'une cible en aluminium pur et de microbilles de verre de 50 μm . Inversement, connaissant P et d , on en déduit la vitesse correspondante des microbilles. La profondeur des cratères est aisément mesurable (à 0,01 mm près) au moyen d'un comparateur muni d'une pointe spéciale très fine.

Mais il est plus facile de mesurer les diamètres D des cratères : ces cratères étant très sensiblement hémisphériques, on peut admettre avec une précision suffisante que $D = 2 P$.

La figure 15 représente la photographie d'une surface en aluminium pur qui a été soumise à un jet de microbilles de 50 μm de diamètre. L'étude détaillée d'un échantillon de surface cratérisée au cours d'un tir a conduit à la distribution suivante des dimensions des cratères et des vitesses correspondantes :

Diamètre (D) μm	Vitesses (v) km/s	Nombre de cratères
50 < D < 125	2 < v < 6	8
125 < D < 180	6 < v < 10	16
180 < D < 230	10 < v < 14	11
230 < D < 250	14 < v < 18	3

On en déduit le diagramme donnant le nombre de microbilles pour chaque gamme de vitesses (fig.16).

On peut remarquer que les microbilles constituant le "paquet" initial atteignent des vitesses qui se situent dans

un large éventail, pratiquement de 0 à 18 km/s, avec une plus grande densité pour les vitesses intermédiaires (6 à 10 km/s).

2.4. Visualisation des microbilles par impulsions d'électrons

2.4.1. Avantages de la technique

Les faibles dimensions des microbilles ne permettent de les visualiser ni par le moyen classique de photographie ultra-rapide, ni au moyen des rayons X (radiographie-éclair) qui ne sont pas absorbés par des épaisseurs aussi faibles de matière.

Pourtant cette visualisation offre des avantages évidents, qui sont de pouvoir contrôler la forme et l'intégrité des microbilles après l'accélération, de constituer une technique nouvelle de mesure de leur vitesse, enfin de visualiser le déroulement de certains phénomènes provoqués par les microbilles comme, par exemple, les perforations de feuilles minces et même la formation de microcratères hyper-vitesses.

Nous avons donc cherché à utiliser la technique des impulsions d'électrons, qui s'est développée dans les dernières années à la suite des travaux de DYKE et de ses collaborateurs [40, 41] et qui permet de visualiser, grâce au pouvoir absorbant élevé de la matière pour les électrons, des objets peu denses et de très faible épaisseur (quelques microns ou moins).

2.4.2. Rappel de notions fondamentales sur l'absorption des électrons par la matière

Lorsqu'un faisceau d'électrons traverse une mince couche de matière, il se produit les principales modifications suivantes :

a) la vitesse des électrons émergents est diminuée. L'épaisseur de matière R_m qui est nécessaire pour réduire à zéro la vitesse initiale des électrons est appelée "parcours

maximal des électrons". R_m est fonction de l'énergie des électrons et de la densité ρ de la matière traversée. La figure 17 donne les variations de R_m en fonction de la limite supérieure E_m des énergies du faisceau pour toute substance de densité ρ .

b) Les électrons sont absorbés par la matière, c'est-à-dire que le nombre des électrons émergents est diminué. On définit un coefficient d'affaiblissement α et la figure 18 donne les courbes d'absorption pour toute substance de densité ρ . On peut constater que les électrons sont absorbés complètement par des épaisseurs très faibles de matière. Pour plus de détails sur l'interaction des électrons avec la matière, on se reportera aux ouvrages spécialisés [42 à 44].

2.4.3. Application aux microbilles de verre

Pour que le contraste photographique soit maximal, il faut, d'une part, que la densité optique moyenne obtenue soit suffisante pour impressionner le film, d'autre part, que les électrons soient absorbés complètement par une épaisseur de verre de 50 μm (diamètre minimal des microbilles).

La première condition est satisfaite si une forte densité du courant d'électrons est obtenue, spécialement en jouant sur la distance source-film.

La deuxième condition est satisfaite si l'énergie limite du spectre d'énergie du faisceau d'électrons est de l'ordre de $E_m \approx 100 \text{ keV}$ (d'après la figure 17 le produit $R_m \cdot \rho$ étant égal à 11 $\text{mg} \cdot \text{cm}^{-2}$).

Par ailleurs, les flous résultant de la dimension du foyer et du mouvement des microbilles doivent avoir des valeurs très faibles. Ils s'écrivent ici d'une manière classique puisque les électrons se propagent en ligne droite dans le vide et en l'absence de champ électrique ou magnétique. On a :

$$(10) \quad \text{- flou géométrique : } F_g = \frac{b}{a} \cdot \delta$$

$$(11) \quad \text{- flou cinétique : } F_c = \left(1 + \frac{b}{a}\right) v \cdot t$$

avec : a = distance foyer-objet
 b = distance objet-film
 δ = diamètre de la source
 v = vitesse de l'objet
 t = temps de pose.

En admettant que le flou global ne doive pas être supérieur à $20\text{ }\mu\text{m}$ et sachant que $b/a = 0,1$, on obtient pour $v = 10^4\text{ m/s}$ les valeurs maximales suivantes pour la source et le temps de pose :

$$\delta \leq 200\text{ }\mu\text{m}$$

$$t \leq 1,8\text{ ns}$$

Ces conditions ne sont évidemment pas faciles à réaliser.

Enfin, l'analyse du phénomène nécessitant un agrandissement important du cliché, il est indispensable d'utiliser des émulsions à grain fin, du type utilisé en micrographie électronique. Les émulsions utilisées sont du type Kodak B 10 ou Agfa-Gevaert Scienta 23 D50, et 23 D 56.

2.4.4. Le générateur d'impulsions d'électrons

Le principe de la production d'une impulsion d'électrons est illustré par la figure 19. Une haute tension impulsionnelle d'amplitude $-U$ appliquée à la cathode de forme conique engendre dans le vide une décharge électrique, et les électrons produits peuvent sortir si l'anode est constituée soit d'une paroi trouée, soit d'une fenêtre (métallique) suffisamment mince. Dans notre application, seule la fenêtre mince peut être choisie car elle permet en même temps de protéger le film des luminosités de la décharge. La fenêtre constitue un diffuseur pour les électrons et doit être considérée comme une source apparente. Nous avons utilisé des feuilles d'aluminium d'épaisseur $10\text{ }\mu\text{m}$ qui provoquent un affaiblissement d'environ 20% en intensité d'un faisceau d'électrons de 100 keV. Pour réduire le foyer apparent, nous concentrons le canal de décharge sur une petite partie de la fenêtre en juxtaposant

à celle-ci un diaphragme en matériau isolant (polyéthylène ou céramique) comportant un trou de 0,5 mm.

L'ensemble du générateur, représenté sur la figure 20, est évacué jusqu'à une pression résiduelle de l'ordre de 10^{-5} mm Hg afin d'éviter l'absorption des électrons par l'air. La haute tension est fournie par un générateur de Marx fournissant à vide une tension de -200 kV (capacité de décharge 500 pF) et conçu initialement pour la radiographie-éclair [45].

Nous avons évalué expérimentalement la dimension du foyer du générateur d'impulsions d'électrons. Elle est déduite du flou géométrique au moyen de la relation (10), b/a ayant la valeur 0,11. Le flou est évalué au moyen de clichés de fils de cuivre de diamètre variable. Le dépouillement des clichés au microscope a permis d'évaluer la zone de pénombre à une valeur maximale de 20 μm , ce qui correspond à $\delta < 200 \mu\text{m}$. Cette valeur effective du foyer est plus faible que la valeur prévue. L'explication d'un tel rétrécissement du faisceau d'électrons se trouve vraisemblablement dans un phénomène de charge d'espace : l'isolant se charge négativement et les forces électrostatiques provoquent une diminution du diamètre du faisceau. On trouvera plus de détails sur les caractéristiques du générateur d'impulsions d'électrons dans la notice de mise en service [46].

2.4.5. Premières applications

Les microbilles de verre de 50 et 150 μm , lancées à des vitesses comprises entre 1 et 10 km/s, ont été visualisées afin d'étudier leur état de conservation après l'accélération par le plasma.

Le schéma général du montage est représenté sur la figure 21. Le tunnel de tir, qui est en communication avec le tube à électrons, subit un rétrécissement de section rectangulaire afin d'éviter que les projectiles atteignent le film. Le diaphragme, dont le trou central a 4 mm de diamètre, a pour rôle de limiter la quantité de vapeur de lithium dans le tunnel de tir. Le montage a été conçu de cette façon afin d'éviter

que le film ne soit détérioré par la projection des gaz d'éjection ou altéré par les luminosités parasites provenant du plasma de lithium.

La distance qui sépare les microbilles au repos du champ de visualisation est de 300 mm, mais peut être augmentée à volonté en intercalant un ou plusieurs segments de tunnel. La distance film - axe de tir est de 7 mm, celle du film à la source d'électrons de 70 mm.

L'évaluation des vitesses se fait par une méthode similaire à la méthode piézoélectrique, décrite précédemment. Le signal piézoélectrique est simplement remplacé par un signal induit dans une bobine par la décharge qui engendre l'impulsion d'électrons, au moment du passage des microbilles devant le dispositif. La vitesse v est donc donnée par :

$$v = \frac{x_1 + x_0}{\Delta t} \quad (12)$$

où x_1 est, cette fois, la distance entre le point de départ des projectiles et leur position à l'instant de la prise de vue.

Le générateur d'impulsions d'électrons est déclenché par le signal résultant de la décharge mis en forme et retardé. Le retard est obtenu par tâtonnement, raison pour laquelle cette méthode de synchronisation n'est pas valable pour des projectiles peu nombreux et très rapides, comme c'est le cas pour la partie avant du jet de microbilles ($v > 10$ km/s).

La figure 22 est un cliché montrant des microbilles de verre de 50 μ m de diamètre, prises en vol immédiatement à la sortie du tunnel de rétrécissement. Le paquet initial de microbilles avait été choisi assez volumineux (0,5 mm³, soit quelques milliers) afin de garantir une grande probabilité de présence devant le champ de visualisation. La ligne noire, visible à gauche du cliché, est l'image d'un fil de repère en cuivre de 80 μ m de diamètre. On peut constater sur ce cliché que le paquet de projectiles se déploie correctement, bien que quelques projectiles restent par deux ou trois au maximum sous

une forme agglomérée (taches plus grosses que l'ensemble des autres). Il arrive cependant, mais très rarement et pour des raisons inexpliquées (sinon par un effet de température), que le paquet de microbilles reste compact au cours du tir. Ce phénomène s'identifie par la formation, sur la cible, d'un cratère unique et relativement volumineux. Par ailleurs, on peut apercevoir sur la figure, des débris qui correspondent vraisemblablement à des billes détériorées par leur choc sur les parois du tunnel de rétrécissement, ainsi qu'à des particules arrachées lors de ce phénomène.

Les figures 23, 24 et 26 montrent des microbilles de verre de $50\text{ }\mu\text{m}$ en vol ou perforant une feuille d'aluminium de $20\text{ }\mu\text{m}$ d'épaisseur, orientée selon un certain angle par rapport à la trajectoire des projectiles. On peut constater la bonne régularité de forme de la majorité des microbilles avant l'impact, ce qui démontre que celles-ci ne sont pas ou sont très peu altérées au cours de l'accélération par le plasma de lithium. Par contre, de l'autre côté de la feuille d'aluminium, on peut distinguer des débris de microbilles qui se sont brisées au cours de l'impact, ainsi que des débris et des fragments de feuilles d'aluminium qui ont été entraînés dans la direction du mouvement des projectiles. Ainsi de tels clichés permettent de comparer l'état des projectiles avant et après la perforation de la feuille. La figure 23 montre les perforations obtenues dans une feuille orientée à 45° , alors que sur les figures 24 et 26 la feuille est perpendiculaire à la trajectoire. L'impossibilité pratique d'obtenir pour la feuille une position rigoureusement parallèle à la trajectoire des électrons fait que son épaisseur apparente, mesurée sur le cliché, est de l'ordre de $500\text{ }\mu\text{m}$ au lieu de $20\text{ }\mu\text{m}$ (la largeur de la feuille est de 10 mm).

D'une manière générale, on peut constater que les conséquences de la perforation d'une feuille mince par un projectile dans la gamme des faibles dimensions (quelques dizaines de microns) sont, en première analyse, comparables aux résultats obtenus dans le cas de dimensions plus classiques (quelques

millimètres) [47, 48, 49], c'est-à-dire qu'il y a, d'une part fractionnement ou destruction complète du projectile, d'autre part fusion ou pulvérisation de la partie de feuille perforée. La figure 24 fait cependant apparaître une différence d'aspect des débris de feuille, selon la vitesse. On peut en effet distinguer sur la figure 24a des fragments de feuille non pulvérisés (grosses taches foncées), phénomène dû vraisemblablement à la faible valeur de la vitesse.

La figure 25 montre les débris de microbilles, de 150 μm cette fois, venant de perforer une feuille de 20 μm . La figure 25b fait ressortir, là aussi, une plus forte pulvérisation des matériaux, due vraisemblablement à la différence des vitesses. Enfin, la figure 27 représente une feuille d'aluminium de 20 μm après perforation par des projectiles de 150 μm également et orientée selon un angle faible par rapport à la trajectoire (30°). Cette orientation permet d'obtenir une vue presque faciale des perforations, par laquelle on peut vérifier leur forme (à peu près circulaire).

Les résultats obtenus montrent qu'il serait certainement possible, avec cet appareillage, de visualiser des projectiles rapides plus petits que ceux qui ont été utilisés lors de ces essais. L'examen des débris de projectiles, après perforation, montre qu'il serait possible de descendre jusqu'à des diamètres de 20 μm et même 10 μm .

2.5. Impacts sur des matériaux rocheux

2.5.1. Conditions expérimentales

Quelques essais d'impacts de microbilles de verre lancées à des vitesses comprises entre 5 et 12 km/s ont été effectués sur des cibles en matériaux rocheux simulant les roches lunaires (principalement Suévite) et obligeamment fournies par le "Max-Planck-Institut für Kernphysik" de Heidelberg (RFA) [50]. La roche, initialement difforme, est enrobée dans une résine de telle façon que l'ensemble ait une forme finale cylindrique. Les cibles sont ensuite obtenues à

l'épaisseur voulue par simple tronçonnage du cylindre. L'une des faces de chaque cible a subi un polissage afin d'éliminer toute trace de rayures et aspérités dues à l'usinage. Les cibles utilisées dans cette étude ont un diamètre de 25 mm, et une épaisseur de 3,5 mm qui permet la mesure des vitesses par la méthode piézoélectrique décrite précédemment. La longueur du tunnel de tir est de 330 mm et les tirs ont été effectués dans un vide de 10^{-4} mm Hg.

2.5.2. Résultats

La figure 28 est une photographie, obtenue sous un éclairage incident de 30° , de la surface d'une cible en aluminium qui a été soumise préalablement à un flux de microbilles de verre de 150 μm de diamètre, dans le but de fournir une base de comparaison pour les résultats des tirs sur cibles en matériaux rocheux. La vitesse est de 5,8 km/s ($\pm 0,35$ km/s). Cette vitesse correspond évidemment à celle du projectile le plus rapide et, par conséquent, au cratère le plus volumineux sur la cible. L'examen de l'ensemble des cratères indique que les vitesses s'étalent de 0 à 5,8 km/s avec une vitesse de plus grande fréquence, que l'on peut estimer à 4 km/s environ. On peut également remarquer une très bonne régularité dans la forme des cratères obtenus.

La figure 29 est une prise de vue, également sous éclairage incident de 30° , de la surface d'une cible en matériau rocheux qui a été soumise, comme précédemment, à un flux de microbilles de verre de 150 μm de diamètre. La vitesse est, cette fois, de 5,2 km/s ($\pm 0,30$ km/s) pour le projectile le plus rapide. La cible présentait, avant le tir, une surface d'aspect macroscopique assez peu homogène avec des parties très blanches ou très noires alternées se détachant sur le fond grisâtre. Du point de vue microscopique, des inclusions diverses pouvaient être observées ainsi que des soufflures superficielles transparentes d'aspect sphéroïdal, ces dernières localisées principalement sur les zones de transition entre la matière rocheuse et l'enrobage. Aucun cratère régulier

caractéristique d'impact à grande vitesse ne peut être distingué sur la cible. Il semble que la roche se soit assez intensément disloquée sur toute sa surface, ce qui est probablement l'indice d'une très grande fragilité, celle-ci pouvant être due au manque d'homogénéité de la matière rocheuse expérimentée.

Par contre, la figure 30 représente une cible en matériau rocheux d'aspect beaucoup plus homogène que dans le cas précédent, aussi bien du point de vue microscopique que macroscopique. Cette cible a reçu, cette fois, un flux de microbilles de verre de 50 μm de diamètre. La vitesse est de 12,4 km/s (± 1 km/s). On peut distinguer de petits cratères, irréguliers pour la plupart, ce qui rend difficile l'évaluation du volume par simple mesure des dimensions (profondeur ou diamètre). Les cratères obtenus sont évidemment bien plus petits que dans le cas de la figure 28 pour deux raisons essentielles : d'une part l'énergie des microbilles est environ quatre fois plus faible (malgré la vitesse plus élevée), d'autre part les dommages sont, à énergie égale, toujours plus importants sur l'aluminium que sur les matériaux de plus grande dureté.

Ces essais montrent que la nature des dommages provoqués par des microbilles de verre de 50 et 150 μm projetées sur des matériaux rocheux à des vitesses dont le maximum se situe entre 5 et 10 km/s, dépend du degré d'homogénéité de ces matériaux. En particulier, des cratères plus ou moins réguliers sont obtenus lorsque le matériau est suffisamment homogène à l'échelle des projectiles. Dans le cas contraire, l'endommagement est d'une géométrie plus complexe.

2.6. Etude d'un sélecteur de vitesses

2.6.1. Principe de la sélection

Le jet de microbilles présente, comme nous l'avons vu, un éventail de vitesses largement distribuées, ce qui est d'une exploitation peu commode. Pour remédier à cet inconvénient, nous avons mis au point un sélecteur de vitesses qui permet de sélectionner, dans le jet, des microbilles quasi monocinétiques et dont le principe est le suivant :

La plus grande partie du jet de microbilles est arrêtée en cours de vol par un disque à fente tournant à grande vitesse et dont l'axe est parallèle et excentré par rapport à la trajectoire du jet. La fente est pratiquée à la périphérie du disque (où la vitesse linéaire est la plus forte) de telle manière qu'une petite "tranche" de jet puisse la traverser pendant le très court instant où elle rencontre le jet (fig.31). Pour que la fente, qui se déplace à une vitesse linéaire de plusieurs centaines de m/s, et la partie avant du jet (la plus rapide) puissent se rencontrer avec précision, il est en outre nécessaire d'avoir recours à un système de synchronisation dont le principe est le suivant :

Lorsque la fente se trouve, pendant son trajet, exactement dans la position diamétralement opposée à celle qui correspond à sa rencontre avec la trajectoire des microbilles, elle déclenche un signal engendré par un dispositif photoélectrique convenablement placé. Ce signal est retardé avant d'être utilisé pour déclencher le tir et il suffit, en jouant sur le retard, de faire en sorte que le temps mis par la fente pour arriver sur le jet soit identique à la somme du retard et du temps de vol des microbilles (depuis le déclenchement du tir jusqu'à leur arrivée sur le disque).

2.6.2. Détermination des caractéristiques de l'obturateur

Les caractéristiques de l'obturateur dépendent de la précision avec laquelle on veut sélectionner les vitesses, c'est-à-dire de la largeur du spectre de vitesse des microbilles qui traversent la fente. Déterminons, en fonction des divers paramètres, cette largeur de spectre de vitesse. Soit v_1 la vitesse de la microbille la plus rapide ayant traversé la fente, et v_2 la vitesse la plus faible. Si ℓ est la distance de vol jusqu'au disque, le temps qui s'écoule entre les passages de ces deux microbilles est :

(13)

$$\Delta t = \frac{\ell}{v_2} - \frac{\ell}{v_1} .$$

Ce temps correspond évidemment à la durée d'ouverture de l'obturateur, d'où :

$$\Delta t = \frac{2(\lambda-d)}{r\omega} \quad (14)$$

avec d = diamètre des projectiles
 λ = largeur de la fente
 r = rayon du disque
 ω = vitesse de rotation du disque en rd/s.

v_1 et v_2 ayant de toute façon des valeurs très voisines, posons :
 $v_1 \cdot v_2 = v^2$ (v = vitesse moyenne du spectre).

Il vient :

$$v_1 - v_2 = \frac{2(\lambda-d)}{r\omega\ell} v^2. \quad (15)$$

Remarque : La largeur du jet est supposée égale à celle de la fente, ce qu'il est toujours possible de réaliser au moyen d'un diaphragme.

Si la vitesse mesurée est la vitesse moyenne v , l'erreur relative introduite par l'obturateur s'écrit $\frac{\Delta v}{v}$ avec :

$$v_1 = v + \Delta v$$

$$v_2 = v - \Delta v$$

d'où

$$\frac{\Delta v}{v} = \frac{v_1 - v_2}{2v} = \frac{(\lambda-d)}{r\omega\ell} v. \quad (16)$$

On peut constater que le disque doit tourner le plus rapidement possible, que son diamètre doit être grand et sa fente très étroite pour que l'erreur relative sur la vitesse soit réduite au maximum. Par ailleurs, la distance qui le sépare du canon doit être aussi grande que possible.

2.6.3. Description de l'appareillage

A) Le dispositif mécanique

Il se compose essentiellement du disque à fente et du moteur. Ce dernier est à courant continu 27 V, type VA 0103. Sa puissance est de 10 W. Sa vitesse nominale, sans aucune charge et dans l'air ambiant, est de 21000 tr/mn. Bien qu'il ne soit pas spécialement conçu pour fonctionner sous vide, il a été incorporé avec le disque dans l'enceinte évacuée afin d'éliminer certains problèmes techniques, comme par exemple celui qu'aurait soulevé le passage étanche de la transmission moteur-disque.

Comme le moteur est utilisé d'une manière intermittente (quelques minutes par tir), son fonctionnement sous vide ne pose pas de problème particulier.

Le disque a été choisi en métal léger (Duralumin). Son diamètre est de 155 mm et son épaisseur de 1,5 mm. Il possède sur sa périphérie deux fentes diamétralement opposées, de 10 mm de longueur environ. La largeur de fente a été choisie égale à 0,5 mm pour les premiers essais. La deuxième fente sert à produire un second signal photoélectrique qui, coïncidant avec la traversée de la première fente par les microbilles, permet de synchroniser avec précision des appareils de mesure ou de visualisation placés entre le disque et la cible. Elle permet en outre d'obtenir un meilleur équilibrage dynamique.

La vitesse de rotation du disque couplé avec le moteur décrit est de 8000 tr/mn environ dans l'air ambiant et de 20000 tr/mn dans un vide de 10^{-4} mm Hg.

L'ensemble est disposé dans une enceinte qui peut être déplacée à volonté le long du tunnel de tir pour faire varier la distance ℓ du canon au disque.

B) Le dispositif photoélectrique

Il se compose d'une source de lumière, d'une cellule réceptrice ou capteur et d'une optique. Celle-ci est constituée d'une lentille convexe, de distance focale $f = 4$ cm, placée dans l'enceinte à vide entre deux fenêtres transparentes et étanches au vide, la source et le capteur étant disposés à l'extérieur, comme le montre la figure 32. La lentille focalise l'image de la source sur le capteur lorsque le disque présente sa fente.

La source de lumière est une diode électroluminescente CQY 12 A ou équivalent à arséniure de gallium rayonnant dans l'infrarouge ($\lambda = 8750 \text{ \AA}$). Elle est pulsée par un courant constant de 1 A pendant 12 ms. La puissance lumineuse est de 5 mW.

Le capteur est un phototransistor BPX 25 ou équivalent, présentant une bonne sensibilité au rayonnement émis. Un étage suiveur adapte le signal à l'entrée du comparateur (signal de 50 mV).

C) L'appareillage électronique

Le dispositif de synchronisation est représenté sur le schéma logique de la figure 33. Il s'agit de :

- déclencher le phénomène (c'est-à-dire le tir) au moment opportun ;
- faire simultanément une mesure de la vitesse de rotation du disque .

Les deux fentes étant diamétralement opposées, la source de lumière n'irradie le capteur que pour deux positions bien déterminées de l'obturateur, définies à 180° près. Les impulsions électriques sont amplifiées et mises en forme (niveau TTL). Le diagramme chronologique est représenté sur la figure 34.

La première impulsion de lumière mise en forme déclenche :

- a) le retardateur qui, après un temps de retard pré-sélectionné θ_1 , déclenche le phénomène ($\theta_2 =$ temps de vol des billes),

- b) le compteur chronomètre (départ : D),
- c) le compteur synchrone interne modulo 3.

La deuxième impulsion est escamotée par le compteur modulo 3 : le disque a tourné de 180° aux imprécisions de construction mécanique près.

La troisième impulsion bascule le compteur modulo 3 et arrête le compteur chronomètre (A).

Le comparateur SFC 2306 bascule pour tout signal dépassant le seuil réglable par le potentiomètre à l'entrée. Le passage du seuil du comparateur s'effectue avec des oscillations parasites qui sont éliminées par une bascule de Schmitt.

Un trigger de Schmitt SN 74 121 donne des impulsions de lumière standards de 1 ms de large (niveau TTL).

Le compteur synchrone modulo 3 est formé de deux bascules maître esclave SN 7473 :

- sortie retardateur (R)
Impulsion négative : 4 V sur 50Ω ,
- sorties compteur chronomètre D et A (départ et arrêt)
Impulsions positives : 4 V sur 50Ω .

Deux voyants, vert ou rouge, indiquent l'état de la synchronisation :

- bouton de remise à zéro : le voyant vert s'allume,
- bouton de déclenchement : le voyant rouge s'allume.

Un soin particulier a été apporté aux circuits de masses pour éviter d'une part des déclenchements inopinés dus à des impulsions parasites du moteur entraînant le disque [51], d'autre part une mesure aléatoire de la période T du disque due à la décharge principale. Le schéma détaillé des circuits électroniques est représenté sur la figure 35. La figure 36 est une photographie de l'installation.

2.6.4. Efficacité du sélecteur

La relation (16) permet de calculer l'erreur relative sur la vitesse, introduite par l'obturateur décrit. Pour une largeur de fente de $\lambda = 1$ mm et une distance canon-disque de $\ell = 2$ m, on trouve :

$$\frac{\Delta v}{v} = \pm 3\% \text{ pour } v = 10 \text{ km/s,}$$

$$\frac{\Delta v}{v} = \pm 6\% \text{ pour } v = 20 \text{ km/s.}$$

On constate que la sélection est assez efficace. Elle peut encore s'améliorer, du moins théoriquement, en agissant sur les différents paramètres et spécialement sur λ et ℓ .

Dans la pratique, il faut tenir compte de la probabilité pour qu'une microbille passe par la fente, cette probabilité étant évidemment liée à la densité cinétique des microbilles correspondant au niveau de vitesse considéré. Soit n_0 la densité cinétique, c'est-à-dire le nombre de microbilles qui se trouve dans une largeur de spectre de vitesse de 1 km/s, et n le nombre de microbilles ayant traversé la fente. On a :

$$n = n_0 (v_1 - v_2). \quad (17)$$

En combinant cette relation avec (16), il vient :

$$n = \frac{2n_0(\lambda-d)v^2}{r\omega\ell}. \quad (18)$$

La comparaison des relations (16) et (18) fait clairement apparaître que toute modification des caractéristiques de l'obturateur, ayant pour effet de diminuer l'erreur relative sur la vitesse, a simultanément pour effet de réduire le nombre de microbilles traversant la fente pour une densité cinétique donnée. Si cet inconvénient n'a pas de portée dans le cas des vitesses moyennes ou faibles, pour lesquelles la densité cinétique est très grande, il est par contre très gênant dans le

cas des grandes vitesses, pour lesquelles la densité cinétique est faible, comme le montre la figure 16. Dans ce dernier cas, il s'avère nécessaire soit de tolérer une erreur relative plus importante, soit de répéter une ou plusieurs fois le même tir avant qu'une microbille ne réussisse à traverser la fente.

3. Simulation des météorites de calibre compris entre 0,5 et 2 mm

3.1. Etude du comportement des projectiles au contact du plasma

3.1.1. But poursuivi

Le jet de plasma permet également de simuler les météorites d'un calibre pouvant atteindre 2 mm environ, correspondant au calibre maximal du tube de lancement. Le projectile, qui est accéléré seul, est initialement placé devant le lithium (fig.5) et si son diamètre correspond exactement à celui du tube, le plasma ne peut théoriquement pas s'écouler au-devant de lui pendant l'accélération. La différence essentielle qui existe avec le lancement des microprojectiles de l'ordre de 100 μ m de diamètre est que les vitesses sont nettement plus faibles (4 à 5 km/s) du fait que les masses sont beaucoup plus grandes. Il s'ensuit que la durée d'accélération (et par voie de conséquence la durée du contact avec le plasma) est sensiblement plus longue (de l'ordre de 20 μ s). L'effet d'endommagement ou d'érosion par le plasma est donc à la fois plus important en valeur absolue et plus faible relativement à la grosseur des projectiles. Dans le cas de l'utilisation de matériaux très différents comme projectiles, il en résulte une certaine gradation de l'endommagement entre la quasi-intégrité et la destruction complète.

Les projectiles de ces dimensions se prêtent donc assez bien à l'étude du comportement, pendant l'accélération, des matériaux qui les constituent, et nous nous proposons d'effectuer une classification de ces matériaux selon leur plus ou moins bonne tenue au contact du plasma.

3.1.2. Conduite de l'étude

a) Critères de survie des projectiles

Si l'on dispose une cible sur la trajectoire du projectile, le comportement de celui-ci se traduit par la formation sur la cible d'un cratère plus ou moins régulier ou par l'absence de tout endommagement, selon que le projectile n'a pas été détruit ou l'a été complètement.

L'essai de classification des matériaux sera donc effectué en utilisant les trois critères approchés suivants :

- il n'y a aucune trace d'impact sur la cible ou il y a seulement une légère érosion (fig.37) ;

- il y a un endommagement important sur la cible. Cependant, cet endommagement est soit irrégulier (fig.38), soit très éloigné de la forme hémisphérique (fig.39). Ce dernier cas peut être considéré comme normal s'il y a un effet de densité (polyéthylène sur Duralumin) ;

- il y a sur la cible un cratère hémisphérique relativement bien formé et caractéristique de l'impact à très grande vitesse. Dans ce cas, on peut considérer que le projectile a gardé une très bonne cohésion (fig.40).

b) Conditions expérimentales

Nous avons effectué une série de tirs dans différentes conditions qui font intervenir les facteurs suivants :

- la nature du projectile,
- le guidage du projectile par le tube de lancement (ou l'absence de guidage),
- l'état de surface du tube de lancement dans le cas où il y a guidage,
- la forme du projectile qui peut être sphérique ou cylindrique,
- la protection (ou non) du projectile par l'interposition initiale d'un isolant thermique (graisse siliconée) entre le plasma et le projectile.

Nous n'avons pas fait intervenir le facteur vitesse. En effet, la connaissance exacte de celle-ci n'est pas indispensable, étant donné le caractère exploratoire de cette étude. Par ailleurs, les vitesses atteintes varient très peu si les conditions de tir sont identiques. Dans cette série de tirs, les conditions étaient les suivantes :

- tension du condensateur : 40 kV,
- énergie injectée : 3200 J.

Pour des projectiles en polyéthylène (faible densité), ces conditions ont permis d'atteindre des vitesses de l'ordre de 5 km/s. Les cibles étaient soit en Duralumin, soit en aluminium pur.

3.1.3. Analyse des résultats

Les tableaux I, II et III rassemblent tous les tirs qui ont été effectués, avec les conditions expérimentales ainsi que les résultats obtenus. A partir de ces résultats, nous allons analyser successivement les comportements relatifs des différents matériaux utilisés.

a) Projectiles métalliques

Pour la plupart des métaux usuels (acier, cuivre), il n'y a pas de trace d'impact sur la cible, quelles que soient les conditions expérimentales. On peut en déduire qu'ils se vaporisent complètement pendant l'accélération.

Pour le Duralumin par contre, nous avons pu obtenir des impacts, mais uniquement dans des cas où le projectile était protégé thermiquement. Les cratères étaient d'ailleurs peu profonds, ce qui semble traduire une vaporisation partielle importante du projectile. Le comportement relativement meilleur du Duralumin pourrait s'expliquer par sa faible densité par rapport aux autres métaux, ce qui se manifeste par une plus forte accélération et un contact plus bref avec le plasma.

Des résultats très intéressants ont été obtenus avec le titane (fig.40). Cela découle probablement de sa qualité de métal réfractaire associée à une densité pas trop élevée (4,5). Normalement le titane, malgré sa température de fusion élevée (1735 °C), ne supporte pas des températures plus élevées que 500 °C à cause de son extrême affinité pour l'oxygène et l'azote. Il semble bien que cet inconvénient disparaisse dans le cas de l'accélération électrothermique en raison de la brièveté de l'échauffement.

b) Projectiles en céramique

Dans le cas de la céramique, les essais ont été effectués uniquement avec des projectiles sphériques, de 1 mm de diamètre, accélérés dans un tube de 1,5 mm de diamètre, c'est-à-dire sans guidage. Dans la plupart de ces essais, des cratères hémisphériques très réguliers ont été obtenus, sans protection thermique initiale du projectile, ce qui traduit un bon comportement de ce matériau réfractaire.

c) Projectiles en matériaux organiques

Nous n'avons pu obtenir d'impact avec des projectiles en Téflon, quelles que soient les conditions expérimentales. Une pellicule noire recouvrait généralement la cible (vaporisation et combustion).

En ce qui concerne le polyéthylène, deux cas sont à considérer selon que le projectile est protégé thermiquement ou non. Sans aucune protection thermique les cratères sont très irréguliers (fig.38). Il y a probablement fusion partielle ou ramollissement provoquant une modification de forme du projectile, ou même séparation de celui-ci en deux ou trois fragments. Des résultats intéressants sont obtenus par l'interposition d'une épaisseur de graisse siliconée entre le projectile et le plasma.

d) Projectiles en Plexiglas

Le Plexiglas a un très bon comportement, quelles que soient les conditions expérimentales. La plupart des essais

ont été effectués dans les conditions les plus défavorables (absence de protection thermique, guidage du projectile dans un tube en acier sommairement usiné, c'est-à-dire présentant un état de surface très moyen). Environ 60% de ces essais ont abouti à des résultats très satisfaisants (cratères hémisphériques réguliers).

Ces résultats pourraient certainement encore être améliorés en utilisant des tubes en verre (état de surface très lisse) et en protégeant thermiquement le projectile.

e) Projectiles en verre

Les projectiles en verre étaient des sphères de 1,5 mm de diamètre. Deux cas très distincts sont à considérer suivant que le projectile est guidé par le tube ou non. Si le projectile est guidé (même par un tube en verre) il n'y a, dans la plupart des cas, aucune trace d'impact sur la cible, mais uniquement une certaine érosion ou des microcratères (fig.37). Cela semble dû à la fragilité excessive du verre qui, vraisemblablement, se pulvérise au contact du tube pendant l'accélération.

Par contre, si le projectile n'est pas guidé (accélération dans un tube de 2 mm de diamètre, soit 0,5 mm de jeu), des cratères normaux sont généralement obtenus.

3.1.4. Conclusion

Cette étude exploratoire du comportement des projectiles lancés au moyen d'un accélérateur électrothermique permet de faire une première classification des différents matériaux selon leurs comportements relatifs.

Les métaux usuels, certains matériaux organiques comme le Téflon et, à un moindre degré, le polyéthylène constituent indiscutablement les matériaux qui ont le plus mauvais comportement. Il semble cependant que, dans certains cas (Duralumin, polyéthylène), ce comportement puisse être amélioré sensiblement en protégeant thermiquement le projectile. Par contre, de

bons résultats sont obtenus avec des matériaux comme le titane, la céramique, le Plexiglas et le verre. Néanmoins, il est nécessaire de pouvoir éliminer certains inconvénients, comme par exemple la fragilité (verre, céramique).

Il semble que le bon comportement du Plexiglas et du verre soit dû à leur transparence aux radiations émises par le plasma accélérateur. Les résultats obtenus avec des matériaux réfractaires comme le titane et les céramiques ouvrent une voie d'investigation intéressante. Des matériaux comme les cermets, certains alliages et carbures métalliques sont en effet susceptibles de très bien se comporter.

Cependant, une étude précise du comportement de tels matériaux nécessiterait des moyens de contrôle plus rigoureux, comme par exemple la récupération du projectile et la mesure de sa masse.

3.2. Visualisation et mesure des vitesses des projectiles par radiographie-éclair

3.2.1. Principe de la méthode

Les projectiles accélérés au moyen d'un simulateur à plasma ne peuvent pas être visualisés ou repérés par la méthode classique de photographie ultra-rapide en raison de la lumière parasite intense qui les accompagne. Les rayons X se présentent donc comme un moyen de repérage intéressant à condition cependant que les dimensions des projectiles ne soient pas inférieures à une certaine limite qui se situe autour de 0,5 mm environ. Au-dessous de cette limite, il est nécessaire, comme nous l'avons vu, d'avoir recours aux impulsions d'électrons.

La mesure par radiographie-éclair de la vitesse de déroulement d'un phénomène rapide nécessite au moins deux éclairs de rayons X se succédant à des intervalles de temps de l'ordre de quelques microsecondes, ce qui correspond à des fréquences variant de 10^5 à 10^6 images par seconde. Ces conditions ne pouvant être réalisées, dans l'état actuel de la technique,

en utilisant un même espace de décharge engendrant plusieurs éclairs successifs [52], il est indispensable d'utiliser au moins deux espaces de décharge engendrant chacun un seul éclair, ce qui conduit au tube double de radiographie-éclair qui donne deux radiographies correspondant chacune à une position du projectile. Le principe de la mesure de vitesse est montré sur la figure 41. Si ℓ est la distance qui sépare les deux positions et Δt l'intervalle de temps entre les deux éclairs, la vitesse s'écrit :

$$v = \frac{\ell}{\Delta t} .$$

3.2.2. Tube double à radiographie-éclair

Nous nous proposons de décrire les caractéristiques d'un tube double que nous avons construit spécialement pour mesurer la vitesse de projectiles de calibre compris entre 0,5 et 2 mm, accélérés au moyen du simulateur à plasma.

Les deux espaces de décharge sont réunis dans une même chambre à vide (pression comprise entre 10^{-5} et 10^{-6} mm Hg). Chaque espace de décharge (fig.42) se compose d'une anode en cuivre, d'une cathode annulaire en fer et d'une électrode d'amorçage en aluminium qui déclenche la décharge principale, c'est-à-dire l'éclair de rayons X, lorsqu'on lui transmet une impulsion haute tension. Les deux espaces de décharge sont séparés par des diaphragmes afin d'éviter que l'amorçage du premier espace et le rayonnement photo-ionisant qui en résulte ne provoquent l'amorçage simultané du second espace. Le montage des diverses parties de l'appareillage est schématisé sur la figure 43. La figure 44 représente une vue extérieure du tube double en position de fonctionnement.

En ce qui concerne le fonctionnement du tube double, ainsi que l'étude complète des conditions exigées pour la mesure des très grandes vitesses, on se reportera à des publications détaillées [53], [54]. Nous rappellerons brièvement les conclusions de ces études qui portent essentiellement sur

la durée de l'éclair, la grandeur de la surface émissive et les conditions d'absorption du rayonnement X par les projectiles, dont les diamètres ne dépassent pas 1,5 à 2 mm. Nous signalerons également les conséquences qu'elles ont eues sur la conception du tube double.

a) Durée de l'éclair

Pour réduire au minimum le flou dû au mouvement du projectile, la durée de l'émission de rayons X doit être la plus courte possible. Cette durée dépend de la tension appliquée, du diamètre de la cathode et de la rapidité de la décharge, c'est-à-dire de la self du circuit. Pour réduire la self, les condensateurs (20000 pF) sont reliés coaxialement à l'espace de décharge. Avec un diamètre de cathode de 8 mm et une tension de 35 kV, une durée d'éclair de 0,15 μ s a été obtenue.

b) Grandeur de la surface émissive

La source de rayons X doit être ponctuelle pour assurer la netteté de l'image. Pour cela, l'anode utilisée est de forme conique, afin de permettre une concentration des électrons sur la pointe.

Des radiographies du foyer ont révélé une surface émissive de forme annulaire, d'un diamètre de l'ordre de 0,5 mm.

c) Conditions d'absorption du rayonnement X

Le rayonnement X doit être mou (longueurs d'onde supérieures à quelques dixièmes d'angstroems) pour être facilement absorbable par le projectile, généralement en polyéthylène, afin de permettre l'obtention de bons contrastes du point de vue photographique. La tension de service utilisée (35 kV) satisfait cette condition.

L'enregistrement photographique s'effectue sur des films "KODIREX" sans écrans renforçateurs.

3.2.3. Synchronisation

Pour synchroniser l'appareillage de mesure avec le phénomène à repérer, on utilise la variation très rapide du courant de décharge du simulateur électrothermique. Cette variation de courant induit une impulsion de tension de l'ordre de 200 V dans une spire convenablement placée. L'impulsion est ensuite transmise à un double circuit de déclenchement qui fournit deux impulsions de 15 kV, retardées séparément et à volonté. Celles-ci sont appliquées respectivement aux électrodes d'amorçage du tube double, lequel fournit deux éclairs successifs avec les retards désirés par rapport au départ du projectile. L'enregistrement sur oscilloscope des deux décharges permet de réduire l'erreur de mesure du temps Δt à moins de 200 nanosecondes. L'intérêt d'utiliser une spire est de ne pas perturber le circuit de décharge du simulateur par l'introduction d'un élément qui augmenterait la self.

3.2.4. Interprétation des résultats

Les figures 45 et 46 représentent chacune une double radiographie, obtenue dans les conditions énoncées précédemment, d'un projectile en mouvement accéléré par le simulateur électrothermique. Les positions du film et du tube double par rapport à la trajectoire du projectile étaient les suivantes (fig.40) :

- distance source rayons X-objet a = 250 mm,
- distance objet-film b = 50 mm.

a) Calcul du flou

Pour évaluer la qualité de l'image d'une part, l'erreur des mesures de vitesse d'autre part, il est intéressant de calculer le flou de l'image dans les conditions des mesures.

- Flou géométrique

Il est dû aux dimensions de la surface émissive, c'est-à-dire du foyer. Si δ est le diamètre du foyer, il s'écrit :

(19)

$$F_g = \delta \frac{b}{a}.$$

- Flou cinétique

Il est engendré par le déplacement du projectile pendant la durée θ de l'éclair et dépend évidemment de la vitesse v :

$$F_c = (1 + \frac{b}{a}) \theta v. \quad (20)$$

Applications numériques

$$\delta = 0,5 \text{ mm}$$

$$\theta = 150 \text{ ns}$$

d'où $F_g = 0,1 \text{ mm}$

$$F_c = 180 \cdot 10^{-9} \cdot v.$$

Si $v = 5000 \text{ m/s}$, $F_c = 0,9 \text{ mm}$.

Les radiographies des figures 45 et 46, qui correspondent à des vitesses respectivement de 6 et 5,5 km/s, font apparaître un flou de l'ordre de 1 mm, ce qui confirme les prévisions et vérifie par conséquent les caractéristiques annoncées du tube double, en particulier la durée des éclairs.

b) Erreur sur l'évaluation des vitesses

Le flou introduit nécessairement une erreur sur la mesure des distances entre deux positions du projectile et par conséquent sur l'évaluation des vitesses. Calculons cette incertitude sur la vitesse. On a :

$$v = \frac{\ell}{\Delta t}.$$

L'erreur absolue sur la distance ℓ est au maximum égale à la somme des flous des deux radiographies, c'est-à-dire à deux fois le flou cinétique évalué précédemment (F_c étant grand devant F_g , nous négligerons ce dernier), d'où :

$$\frac{dv}{v} = \frac{d\ell}{\ell} + \frac{d(\Delta t)}{\Delta t}$$

$$\frac{dv}{v} = \frac{2F_c}{\ell} + \frac{d(\Delta t) \cdot v}{\ell} \quad (21)$$

Dans les conditions des mesures :

$\ell = 140 \text{ mm}$ (distance entre les foyers),

$F_c = 180 \cdot 10^{-9} \cdot v$,

$d(\Delta t) = 200 \cdot 10^{-9} \text{ s}$,

d'où

$$\frac{dv}{v} = 4 \cdot 10^{-8} \cdot v.$$

Les incertitudes relatives sont donc :

$$\frac{dv}{v} = 2\% \quad \text{pour } v = 5000 \text{ m/s},$$

$$\frac{dv}{v} = 4\% \quad \text{pour } v = 10000 \text{ m/s},$$

$$\frac{dv}{v} = 8\% \quad \text{pour } v = 20000 \text{ m/s}.$$

4. Etude de l'effet d'échelle en physique des impacts

4.1. But de l'étude

La plupart des études d'impacts à grande vitesse qui ont été réalisées ces dernières années examinent essentiellement l'influence sur l'endommagement soit de la masse et de la vitesse du projectile, soit des caractéristiques des matériaux utilisés comme cible ou projectile. Chaque étude se fait généralement avec une seule technique d'accélération de projectiles, de sorte que les dimensions de ces derniers ne varient que dans le rapport 2 ou 3 au maximum. Or, il est admis à peu près universellement que pour de tels rapports de dimensions, il n'existe pas d'effet d'échelle, c'est-à-dire de modification sensible de l'endommagement relatif avec la grosseur du projectile, toutes choses égales par ailleurs. Plus précisément, cet effet n'est pas détectable et est, par conséquent, négligeable.

Nous nous proposons, par conséquent, d'essayer de mettre en évidence un effet d'échelle pour un couple cible-projectile donné (verre sur aluminium) en combinant des techniques diffé-

rentes d'accélération permettant le lancement de projectiles dont les dimensions peuvent varier dans le rapport 100 (canon à gaz léger et accélérateur à plasma de lithium).

Le but poursuivi, en dehors de l'intérêt purement scientifique (explication du phénomène...), est de formuler éventuellement des lois qui permettraient de prévoir l'endommagement qui se produirait sur une cible donnée, à partir de l'endommagement connu produit sur la même cible par un projectile de même nature, mais de dimension très différente. Il serait possible, en particulier, de prévoir l'endommagement produit par les grosses météorites très rapides (20 km/s par exemple), à partir de données obtenues au laboratoire avec des microprojectiles de même nature et de vitesse comparable.

4.2. Conditions expérimentales

Nous avons fait appel pour cette étude à deux techniques différentes d'accélération qui sont :

a) le canon à gaz léger qui permet le lancement de projectiles uniques de 5 ou 8 mm, et par "paquet" dans la limite minimale de 0,5 mm ;

b) l'accélérateur à plasma d'explosion de fil de lithium qui permet de lancer des projectiles en verre de 50 μm et 150 μm à des vitesses élevées, et de 0,5 à 1 mm à des vitesses plus faibles (3 à 4 km/s). Pour ces dernières dimensions cependant (0,5 à 1 mm), nous avons utilisé de préférence l'accélération par "paquet" au canon à gaz léger, malgré les difficultés de lancement. En effet, dans l'accélération par plasma de lithium, une incertitude subsiste quant à l'intensité d'érosion de ces projectiles, leur contact avec le plasma étant considérablement plus long que dans le cas des microbilles de 50 et 150 μm .

L'endommagement d'une cible se caractérise ordinairement soit par la profondeur P , soit par le volume V_c du cratère formé. La forme du cratère, quant à elle, peut être caractérisée par le rapport P/D (D = diamètre du cratère). Comme il s'a-

git ici d'une étude comparative, nous déterminerons pour chaque grosseur de projectile les rapports P/d (d = diamètre du projectile) et V_c/E_c (E_c = énergie cinétique du projectile).

Par ailleurs, seules les dimensions des projectiles devant varier, il est nécessaire de travailler à vitesse constante et avec des matériaux identiques, ces constantes devant être choisies de telle façon qu'elles soient compatibles avec chacune des deux techniques d'accélération.

4.2.1. Choix de la vitesse

Nous avons choisi une vitesse de base de 5 km/s qui correspond aux vitesses facilement réalisables au canon à gaz léger. Dans la pratique, cette valeur ne peut évidemment être obtenue rigoureusement ni avec l'une ni avec l'autre installation. C'est pourquoi, nous nous contenterons d'éliminer les vitesses qui ne sont pas comprises entre 4 et 6 km/s. La profondeur de chaque cratère est ramenée à la vitesse de base, en utilisant simplement la loi selon laquelle le volume du cratère (et par conséquent le cube de sa profondeur) est proportionnel à l'énergie cinétique du projectile :

$$(22) \quad \frac{1}{2} m v^2 = K P^3.$$

Comme cette loi est considérée comme valable dans une large gamme de vitesses (du simple au double et même au triple), elle peut être considérée comme rigoureuse pour des variations relativement faibles de part et d'autre de la vitesse de base.

La profondeur ramenée à 5 km/s est donc donnée, en fonction de la profondeur mesurée P et de la vitesse mesurée v , par l'expression :

$$(23) \quad P_r^3 = 25 \frac{P^3}{v^2}.$$

4.2.2. Choix des projectiles

Le verre a été choisi comme matériau constituant les projectiles, car il donne les meilleurs résultats avec l'accé-

lérateur à plasma de lithium, c'est-à-dire que la vaporisation est assez rare et que les projectiles en verre conservent une bonne intégrité, comme l'ont montré les essais de visualisation par impulsions d'électrons. En outre, le verre donne des résultats très satisfaisants avec le canon à gaz léger (pulvérisation pas trop fréquente).

La gamme de dimensions des projectiles découle directement du choix des techniques d'accélération. Elle est comprise entre 50 μm de diamètre (accélérateur à plasma) et 5 mm (canon à gaz léger), soit un rapport maximal de dimension de 1 à 100. Tous les projectiles ont été choisis sphériques. Dans la partie intermédiaire de cette gamme, nous avons également fait une série de tirs avec des microbilles de 150 μm (accélérateur à plasma) et une autre avec des billes de 1,6 mm lancées par "paquet" (canon à gaz léger). Quant aux tirs de billes de 0,4 mm de diamètre, qui ont été effectués au canon à gaz léger (lancement par paquet), nous ne les noterons que pour mémoire, car il n'est pas certain que les cratères ainsi obtenus correspondent bien aux projectiles en verre.

4.2.3. Choix du matériau-cible

Comme la mise en évidence de l'effet d'échelle dépend en grande partie de la précision des mesures, il nous a paru indispensable de travailler en premier lieu avec des cibles en matériau très ductile donnant des cratères de forme régulière et de dimensions relativement importantes (en effet, l'erreur relative de mesure diminue lorsque la dimension à mesurer augmente). C'est pourquoi tous les essais ont été effectués avec des cibles en aluminium, nuance A5 (99,5% Al) à l'état F, c'est-à-dire "tel que fabriqué à chaud" (dureté Brinell = 30 environ).

4.3. Résultats expérimentaux

4.3.1. Tirs des microbilles en verre de 50 et 150 μm

Les microbilles en verre ont été accélérées par "paquet". La vitesse est mesurée au moyen d'une méthode utilisant une bar-

rière piézoélectrique disposée derrière la cible et qui a déjà été employée à l'occasion de l'étude d'impacts sur des matériaux rocheux. La vitesse mesurée au cours d'un tir est celle de la bille la plus rapide, laquelle correspond au plus gros cratère sur la cible. Les débris éventuels de billes rapides sont automatiquement éliminés par le fait qu'ils engendrent des cratères plus petits. Les billes sont tirées dans un vide de 10^{-4} mm Hg, de sorte que leur freinage en vol peut être considéré comme nul.

L'endommagement obtenu sur des cibles en aluminium (surface polie préalablement) par les microbilles de 50 μ m corrobore assez bien les résultats trouvés dans les mêmes conditions par SCULLY [16].

4.3.2. Tirs de billes en verre de 0,4, 1,6 et 5 mm

Les tirs effectués au canon à gaz léger n'ont pas fait l'objet d'une campagne de tir spéciale et ont été intercalés, dans la mesure du possible, dans le programme normal de tir. De ce fait, le nombre de tirs est restreint. Il est cependant suffisant pour en obtenir des résultats exploitables.

Correction des vitesses

Les billes de faible calibre (0,4 et 1,6 mm) ont été placées par plusieurs unités de même diamètre dans l'emplacement du sabot ordinairement réservé à la bille de 5 mm. On obtenait de cette façon plusieurs cratères sensiblement identiques au cours d'un même tir. La vitesse mesurée était celle du sabot, mais il est nécessaire de corriger cette vitesse pour tenir compte de la force de freinage due à la pression résiduelle régnant dans le tunnel et qui était de 12 mm Hg.

Pour cela, nous utilisons la relation :

(24)

$$v = v_m e^{-k\rho x}$$

avec

$$\left\{ \begin{array}{ll} v_m, v & = \text{vitesse mesurée et corrigée respectivement} \\ \rho & = \text{masse volumique de l'air} \\ x & = \text{distance cible-point de mesure de la vitesse} \\ k & = \frac{1}{2} \frac{C_x \cdot S}{m} \\ S & = \text{surface de freinage} \\ m & = \text{masse du projectile.} \end{array} \right.$$

Sachant que $x = 10$ m et en prenant $C_x = 0,9$, nous avons trouvé les corrections à faire suivantes :

$$\frac{v}{v_m} = \begin{cases} 0,695 & \text{pour les billes de } 0,4 \text{ mm} \\ 0,998 & \text{pour les billes de } 1,6 \text{ mm (effet négligeable)} \end{cases}$$

4.3.3. Evaluation de l'endommagement

Pour chaque cratère obtenu, il est nécessaire de mesurer sa profondeur P , son diamètre D et son volume V_c .

La profondeur mesurée est la distance entre la surface de la cible et le fond du cratère. Cette opération se fait au comparateur (au 1/1000 mm pour les microcratères).

Le diamètre du cratère est plus difficile à mesurer car, devant être pris normalement au niveau de l'intersection du cratère et de la surface de la cible, il n'est pas possible de réaliser le rabotage des lèvres (du moins pour les microcratères) sans que le cratère ne s'obstrue complètement. C'est pourquoi la mesure du diamètre se fait avec une certaine imprécision, qui est d'ailleurs la même pour toutes les catégories de dimensions. Elle se fait au microscope pour les microcratères.

La mesure de volume la plus précise est celle qui consiste à remplir le cratère avec un matériau fluide (sable, liquide) et à mesurer le volume de remplissage. Là aussi, l'opération est irréalisable dans le cas des microcratères, et nous utilisons une méthode d'évaluation qui a également l'avantage d'être la même pour les petits comme pour les gros cratères, ce qui est essentiel dans une étude comparative. Cette méthode consiste à utiliser une relation approchée faisant intervenir la profondeur et le diamètre (cratère non hémisphérique) :

$$V_c = \frac{2}{3} \pi P \left(\frac{D}{2} \right)^2. \quad (25)$$

4.3.4. Analyse des résultats

Le tableau IV rassemble les résultats de tous les tirs qui ont été effectués à l'occasion de cette étude, avec les vitesses corrigées et les profondeurs P_r des cratères ramenées à 5 km/s à partir de la relation (23).

La figure 47 donne le rapport P_r/d en fonction de d , diamètre du projectile. La figure 48 donne le rapport V_c/E_c du volume du cratère et de l'énergie cinétique du projectile en fonction de ce même diamètre d . Enfin, la figure 49 donne le rapport P/D de la profondeur du cratère et de son diamètre, toujours en fonction de la grosseur du projectile.

Ces courbes mettent clairement en évidence l'existence d'un effet d'échelle pour les matériaux étudiés. Plus précisément, P_r/d varie de 1 à 2 environ et V_c/E_c de 1 à 4 ou 5 lorsque le diamètre du projectile varie de 1 à 100, ceci pour une vitesse de base de 5 km/s. L'écart trouvé sur la profondeur (comme sur le volume) est suffisamment important pour que l'incidence des erreurs de mesure, aussi bien sur la vitesse que sur les dimensions des cratères, puisse être négligée.

On notera que V_c/E_c varie moins en proportion que P_r/d . En effet, il devrait varier de 1 à 8 lorsque P_r/d varie de 1 à 2.

L'explication en est fournie par les figures 49 et 52 qui font apparaître une profondeur relative P/D plus importante dans le cas des gros projectiles, ce qui a pour effet d'accentuer l'effet d'échelle lorsqu'on le caractérise par le rapport P/d . Par ailleurs, la figure 50 représente la courbe expérimentale $\lg P = f(\lg d)$. Cette courbe permet de déterminer graphiquement l'exposant qu'il faut appliquer à d dans la formule générale donnant la profondeur du cratère. On trouve : $P = K d^{1,11} (v = \text{Cte})$. Cette valeur 1,11 est à rapprocher des valeurs obtenues récemment par la NASA et le NRL : 1,055 et 1,12 respectivement, dans le cas de cibles et projectiles en aluminium [55, 56].

4.4. Essai d'interprétation physique du phénomène

Le problème qui se pose est évidemment de trouver une interprétation cohérente de l'effet d'échelle. Une hypothèse simple, qui vaudrait d'être analysée, est celle qui met en jeu la température d'équilibre existant pendant l'impact. On sait, en effet, que d'une manière générale l'endommagement est plus important sur une cible chauffée à une certaine température que sur une cible de température moindre, toutes choses égales par ailleurs, comme l'a montré R.J. EICHELBERGER [57] (fig.51). On peut donc se demander si la température qui existe pendant la cratérisation ne serait pas plus grande dans le cas des gros projectiles et pour quelles raisons.

Pour ébaucher le problème, assimilons la région de cratérisation à une sphère élevée à haute température baignant dans le milieu ambiant. Il se produit nécessairement pendant l'impact un transfert d'énergie (rayonnement) de la sphère vers le milieu ambiant. Ce transfert est fonction du temps et de la température, mais aussi de la surface de la sphère, c'est-à-dire du carré de son diamètre D . A chaque instant, la perte d'énergie par unité de volume peut donc s'écrire :

$$E_p = \frac{k_1 D^2}{k_2 D^3} = \frac{K}{D} . \quad (26)$$

Il s'ensuit que chaque unité de volume perd, en moyenne, d'autant moins d'énergie que le volume est important. Par conséquent, la cratérisation devrait se faire à une température légèrement plus élevée dans le cas des gros projectiles, ce qui aurait pour effet de provoquer un endommagement relatif plus important.

Il est bien possible que d'autres facteurs jouent un rôle non négligeable dans l'effet d'échelle, mais on peut néanmoins supposer que l'état d'équilibre thermique pendant l'impact en est partiellement la cause.

D'ailleurs, le fait que les cibles en aluminium soient plus sensibles que les cibles en cuivre par exemple, aussi bien à l'effet d'échelle [58] qu'à l'effet de température (fig.51), tendrait plutôt à confirmer cette hypothèse.

Conclusion générale :

Ce travail représente, grâce aux deux résultats importants qui s'en dégagent, une contribution à la simulation des météorites, c'est-à-dire au problème très difficile qui est celui de pouvoir communiquer des vitesses toujours plus grandes à des corps initialement au repos.

Le premier de ces résultats porte sur le perfectionnement d'une technique de simulation qui donne actuellement les meilleures performances (20 km/s) et qui est basée sur la détente ultra-rapide d'un plasma dense d'explosion de fil. Cette recherche nous a conduit à concevoir une installation dont le niveau d'énergie et la durée d'injection de cette énergie sont relativement faibles (5000 J en 2 μ s), comparés aux caractéristiques utilisées jusqu'à ce jour (20 000 à 30 000 J en 10 μ s), pour l'obtention de performances équivalentes. Nous en avons déduit que le niveau de puissance injectée dans le plasma jouait un rôle plus important que celui de l'énergie. Il s'ensuit que, pour améliorer les performances des simulateurs à plasma, il est nécessaire d'augmenter considérablement la puissance, ce qui dépend essentiellement de la technique des décharges électriques de choc. L'installation que nous avons mise en oeuvre correspond aux limites actuelles de cette technique. En outre, elle est de conception très simplifiée, à cause essentiellement de sa faible énergie qui diminue très sensiblement les effets destructifs de l'explosion.

Le second résultat important, obtenu quant à lui dans le domaine des applications, touche à la recherche de lois permettant de prévoir, par extrapolation, les phénomènes provoqués par celle des météorites qu'aucune technique ne pourra jamais simuler au laboratoire, à cause de leur dimension. Cela concerne spécialement la recherche de l'effet d'échelle en physique des impacts, c'est-

à-dire des variations de l'endommagement relatif provoqué par des projectiles en fonction du calibre de ceux-ci. En particulier des billes de verre présentant un large éventail de dimensions ont pu être lancées sur des cibles en aluminium à l'aide de l'accélérateur à plasma (microbilles de 50 et 150 μm) et d'un canon à gaz léger (billes de 1,5 et 5 mm). Il en résulte que, pour ces matériaux et à vitesse égale, l'endommagement relatif est approximativement 4 à 5 fois plus important lorsque le calibre du projectile est multiplié par 100. Ce résultat est intéressant car il montre, par extrapolation, qu'une météorite de 50 cm de diamètre par exemple provoquerait sur l'aluminium un endommagement bien plus important que ce qu'il était jusqu'ici permis d'attendre en se basant sur les données connues relatives aux projectiles de dimensions courantes (5 mm). D'autres travaux seraient évidemment nécessaires pour déterminer l'existence d'un effet d'échelle dans le cas de matériaux autres que le verre et l'aluminium.

Bibliographie

- [1] P. ROUSSEAU
L'astronomie. Librairie Générale Française, 1959
- [2] H.F. SWIFT, C.D. PORTER
NRL Ballistic Accelerators,
Proc. 5th Hypervelocity Impact Symposium, 1961
- [3] A.E. SIEGEL, Z.I. SLAWSKY
Navord Rept., 4345, 1956
- [4] G. BIRKHOFF
J. Applied Physics 19 (6) p.563, 1948
- [5] J.H. KINEKE, L.S. HOLLOWAY
BRL Mem.Rept., 1264, 1960
- [6] J.F. FRIICHTENICHT
Review of Scientific Instr. 33 (2), p.209, 1962
- [7] J.F. VEDDER
Review of Scient. Instr. 34, 1175, 1963
- [8] V.E. SCHERRER
Exploding Wires, T I, 1959, p.118
- [9] C.P. NASH
Exploding Wires, T III, 1964, p.231
- [10] N. CHACE
Electronics, July 1960, p.43
- [11] N. CHACE
Exploding Wires, T III, 1964, p.267
- [12] D.E. BLOXSOM Jr.
J. Applied Phys. p.1049, 1958
- [13] S. GIORGIEV
Rev. of Scient. Instr. 31 (3), mars 1960
- [14] V.E. SCHERRER, P.I. RICHARDS
Proc. 4th Hypervelocity Impact Symposium, 1960
- [15] J.L. BOHN
Exploding Wires, T III, p.339, 1964

- [16] C.N. SCULLY, E.A. ESCALLIER
North American Aviation, SID 64-1156, 1964
- [17] J.D. O'KEEFE
Exploding Wires, T III, p.211, 1964
- [18] E.C. HASTINGS Jr.
NASA Langley RC, TM X-810, 1963
- [19] F.G. POLLACK, P.C. WINSLOW, E.H. DAVISON
NASA Lewis RC, TM X-1037, 1964
- [20] H. FAGOT
Institut Franco-Allemand de Recherches de Saint-Louis,
Note Technique ISL - T 23/66, 1966
- [21] G. HERBETTE, H. FAGOT
Institut Franco-Allemand de Recherches de Saint-Louis,
Notice ISL - N 27/68, 1968
- [22] G. HERBETTE
Comptes Rendus Acad. Sc. 268, série B, 1969, p.1233
- [23] NGUYEN VAN TRONG
Comptes rendus, 265, série B, 1967, p.187
- [24] F.L. WIPPLE
Meteors, p.149, Pergamon Press, New-York, 1955
- [25] F.L. WIPPLE
Astrophys. Journal, 111, p.375, 1950
- [26] F.L. WIPPLE
Am. Rocket Society, Preprint 2253-61, 1961
- [27] F.L. WIPPLE
Vistas in Astronautics, Vol.2, p.115, Pergamon Press,
New-York, 1958
- [28] D.W. McKINLEY
Astrophys. Journal, 113, p.225, 1951
- [29] F.G. WATSON
Between the planets, Harvard Univers. Press, Cambridge 195
- [30] C.J. MAIDEN
Space exploration, p.243, McGraw-Hill B.C. New-York, 1964
- [31] W.M. ALEXANDER, C.W. McCracken, L. SECRETAN
Proc. Cospar Meeting, May 1962
- [32] O.E. BERG, D.E. BLACKWELL
Endeavour 19 (73), p.14, 1960
- [33] H.A. COHEN
Planetary and Space Science, Vol.7, July 1961, p.417

- [34] I.N. NAZAROVA
Rockets and satellites investigation of meteors,
5th Reunion of "Comité Sp. Année Géoph. Int.", Moscou 19
- [35] E.C. HASTINGS Jr.
NASA Techn. Memo X 810, Febr. 1963
- [36] F.G. POLLACK
NASA Techn. Memo X 1037, Nov. 1964
- [37] A.C. CHARTERS, J.L. SUMMERS
3th Hyperv. Impacts Symp., 1958
- [38] W. HERMANN, A.H. JONES
5th Hyperv. Impacts Symp., 1961
- [39] F. SMITH
Proc. of the 1st Symp. on Hypervel. Impacts, p.475
- [40] W.P. DYKE
Proc. 7th Int. Cong. High Speed Phot., Zurich 1965
- [41] J.L. BREWSTER
Proc. 8th Int. Cong. High Speed Phot., Stockholm 1968
- [42] K. SIEGBAHN
 α, β, γ ray spectroscopy. North Holland Publishing
Compagny, Amsterdam, 1965
- [43] W. BOTHE
Handbuch der Physik XXII/2, Springer, Berlin, 1933
- [44] H.A. BETHE, J. ASHKIN
Experimental nuclear physics, 1, Segre, New-York, 1953
- [45] F. JAMET, G. THOMER
Institut Franco-Allemand de Recherches de Saint-Louis,
Note Technique ISL - T 14/68, 1968
- [46] F. JAMET, G. HERBETTE
Institut Franco-Allemand de Recherches de Saint-Louis,
Rapport Technique ISL - RT 6/70, 1970 et
9th Int. Cong. H-S Phot. Denver, Colorado, USA, 1970
- [47] R.W. WATSON
6th Symp. on Hypervelocity Impact, Vol.3, p.207, 1963
- [48] H.W. SWIFT, D.D. PREONAS
AIAA Hypervelocity Impact Conference, Paper n° 69-380,
Cincinnati, Ohio 1969
- [49] H.W. SWIFT, A.K. HOPKINS
J. Spacecraft, Vol.7, n°1, Jan. 1970
- [50] R. BLOCH, G. NEUKUM, E. SCHNEIDER
MPI H-1971, V 1, Max-Planck-Institut für Kernphysik,
Heidelberg, 1971

- [51] Ch. LASER, G. HERBETTE, E. KOTULLA
Institut Franco-Allemand de Recherches de Saint-Louis,
Notice ISL - N 24/71, 1971
- [52] G. THOMER, A. STENZEL
J. of the SMPTE, 70 (1961), p.18-20
- [53] F. JAMET
Institut Franco-Allemand de Recherches de Saint-Louis,
Note Technique ISL - T 12/65, 1965
- [54] G. THOMER
Institut Franco-Allemand de Recherches de Saint-Louis,
Rapport LRSL - 6/52 (ISL), 1952
- [55] B. DENARDO, J. SIMMERS
NASA, TND-4067, July 1967
- [56] J. DAVIS, M. PERSECHINO
NRL Memo Report 1813, p.45, Aug. 1967
- [57] R.J. EICHELBERGER, J.W. GEHRING
ARS Journal, Vol,32, n° 10, Oct, 1962
- [58] G. HERBETTE
Institut Franco-Allemand de Recherches de Saint-Louis,
Rapport Technique ISL - RT 24/70, 1970

Tableau I : Projectiles métalliques et en céramique

Tir n°	Matériau	Forme	Dimensions	Tube de guidage	Isolant thermique	Cible	Cratère	Remarques
144	titane	cylindrique	Ø 1,5x1,5	acier	néant	Dural	Ø 2	cratère très régulier
145	"	"	"	"	"	"	Ø 3	"
146	"	"	"	"	"	"	Ø 2,8	"
258	acier	"	"	verre	graisse	"	néant	
259	"	"	"	"	néant	"	"	
260	cuivre	"	"	"	graisse	"	"	
261	"	"	"	"	néant	"	faible	
251	Dural	"	Ø 1,5x1,5	verre	"	"	néant	
252	"	"	"	"	graisse	"	Ø 2	cratère peu profond
253	"	"	"	"	"	"	néant	
256	"	"	"	"	"	"	"	
257	"	"	"	"	"	"	Ø 2,3	cratère peu profond
258	céramique	sphérique	Ø 1	néant	néant	Al	Ø 1,6	cratère régulier
239	"	"	"	"	"	"	Ø 1,8	"
240	"	"	"	"	"	"	néant	
247	"	"	"	"	"	"	Ø 2	cratère régulier

Tableau II : Matériaux organiques

Tir n°	Matériau	Forme	Dimensions Ø	Tube de guidage	Isolant thermique	Cible	Cratère	Remarques
201	polyéthylène	cylindrique	1,5x1,5	acier	graisse	Dural	Ø 2,8	cratère régulier
202	"	"	1x1	"	néant	"	Ø 2,4	cratère irrégulier
204	"	"	1,5x0,4	"	"	"	néant	
206	"	"	1x0,5	tungstène	"	"	Ø 2,4	cratère recouvert d'une couche métallique
209	"	"	1x0,5	acier	"	"	Ø 1,7	cratère peu profond
210	"	"	1x0,3	acier	"	"	néant	
222	"	"	1x0,5	"	"	"	difforme	
223	"	"	"	"	graisse	"	néant	court-circuit
224	"	"	"	"	"	"	Ø 2	cratère régulier
225	"	"	"	"	"	"	difforme	
226	"	"	1,5x1,5	"	"	"	Ø 2,4	cratère régulier
227	"	"	"	"	néant	"	difforme	
228	"	"	"	"	graisse	"	Ø 2,4	cratère régulier
229	"	"	"	"	"	"	néant	court-circuit
250	"	"	"	verre	néant	Al	ovale	
262	Téflon	"	"	"	graisse	Dural	néant	cible noircie
263	"	"	"	"	"	"	"	"
264	"	"	"	"	"	"	"	"

Tableau III : Projectiles en Plexiglas et en verre

Tir n°	Matériau	Forme	Dimensions	Tube de guidage	Isolant thermique	Cible	Cratère	Remarques
232	Plexiglas	cylindrique	ø 1,5 x 2	acier	néant	Al	ø 2,5	cratère très régulier
237	"	"	ø 1,5 x 1,5	"	"	"	ø 4	"
241	"	"	"	"	"	"	plusieurs	
242	"	"	"	"	"	"	difforme	
243	"	"	"	"	"	"	ø 2,3	cratère régulier
255	"	"	ø 1,5 x 1,2	verre	graisse	Dural	ø 3	"
233	verre	"	ø 1,5 x 2	acier	néant	Al	ø 3	"
234	"	"	"	"	"	"	néant	
235	"	"	"	"	"	"	"	
236	"	"	"	"	"	"	"	
244	"	sphérique	ø 1,5	"	"	"	double	
245	"	"	"	"	"	"	néant	
246	"	"	"	"	"	"	"	
248	"	"	"	néant	"	"	ø 3,6	cratère régulier
249	"	"	ø 0,2	"	"	"	ø 0,4	"
254	"	"	ø 1,6	"	"	Dural	ø 3,2	"
265	"	"	ø 1,5	verre	graisse	"	néant	

Tableau IV

Résultats des tirs de projectiles en verre de diamètre 50 µm à 5 mm sur cibles en aluminium

Tir n°	Projectiles diamètre d [mm]	Vitesse mesurée [m/s]	Vitesse corrigée [m/s]	Cratère profondeur P [mm]	Cratère diamètre D [mm]	$\frac{P}{D}$	Cratère volume V_c [cm ³]	Projectile Énergie cinétique E_c [Joule]	Profondeur ramenée P_r [mm]	$\frac{P_r}{d}$	$\frac{V_c}{E_c} \left[\frac{\text{mm}^3}{\text{J}} \right]$
326	0,050	5650		0,085	0,130	0,65	$0,75 \cdot 10^{-6}$	$2,4 \cdot 10^{-3}$	0,079	1,58	0,31
334	0,050	4900		0,072	0,135	0,53	$0,68 \cdot 10^{-6}$	$1,8 \cdot 10^{-3}$	0,073	1,46	0,38
342	0,050	5100		0,072	0,150	0,48	$0,84 \cdot 10^{-6}$	$1,95 \cdot 10^{-3}$	0,071	1,42	0,43
343	0,050	5100		0,066	0,160	0,42	$0,88 \cdot 10^{-6}$	$1,95 \cdot 10^{-3}$	0,065	1,30	0,45
327	0,050	5950		0,081	0,160	0,53	$1,08 \cdot 10^{-6}$	$2,65 \cdot 10^{-3}$	0,072	1,44	0,41
335	0,050	5800		0,064	0,160	0,40	$0,86 \cdot 10^{-6}$	$2,52 \cdot 10^{-3}$	0,058	1,16	0,34
332	0,050	4750		0,063	0,140	0,44	$0,65 \cdot 10^{-6}$	$1,70 \cdot 10^{-3}$	0,066	1,32	0,38
353	0,050	5200		0,079	0,150	0,53	$0,92 \cdot 10^{-6}$	$2,02 \cdot 10^{-3}$	0,077	1,54	0,46
292	0,150	4300		0,218	0,400	0,55	$18,3 \cdot 10^{-6}$	$35,6 \cdot 10^{-3}$	0,24	1,60	0,51
307	0,150	3850		0,218	0,360	0,61	$14,8 \cdot 10^{-6}$	$28,5 \cdot 10^{-3}$	0,26	1,74	0,52
315	0,150	4900		0,200	0,390	0,51	$16 \cdot 10^{-6}$	$46,2 \cdot 10^{-3}$	0,203	1,35	0,35
346	0,150	3900		0,202	0,390	0,51	$16,5 \cdot 10^{-6}$	$29,4 \cdot 10^{-3}$	0,22	1,45	0,56
352	0,150	4100		0,171	0,350	0,48	$11 \cdot 10^{-6}$	$32,4 \cdot 10^{-3}$	0,195	1,30	0,34
1028	0,400	4800	3330	0,600	1,3	0,46	$0,53 \cdot 10^{-3}$	0,327	0,79	1,95	1,62
1035	1,600	4750	4750	3,50	6,1	0,57	$68 \cdot 10^{-3}$	53	3,6	2,25	1,28
1035	1,600	4750	4750	3,10	5,9	0,53	$56,5 \cdot 10^{-3}$	53	3,2	2,00	1,07
1023	1,600	4850	4850	4	7	0,57	$102 \cdot 10^{-3}$	55,4	4,07	2,55	1,84
1023	1,600	4850	4850	3,60	6,1	0,59	$70 \cdot 10^{-3}$	55,4	3,67	2,30	1,26
461	5,000	4800		14,5	22	0,66	3,680	1725	14,9	3	2,13
697	5,000	5500		14,9	23,5	0,64	4,260	2270	14	2,80	1,88
699	5,000	5850		15,1	26	0,58	5,340	2570	13,6	2,72	2,08
703	5,000	6100		15	25	0,60	6,100	2770	13,2	3	2,2
712	5,000	5800		14,2	22	0,64	3,680	1725	14,9	3	2,13

Accélérateur à plasma de Lithium

Canon à gaz léger

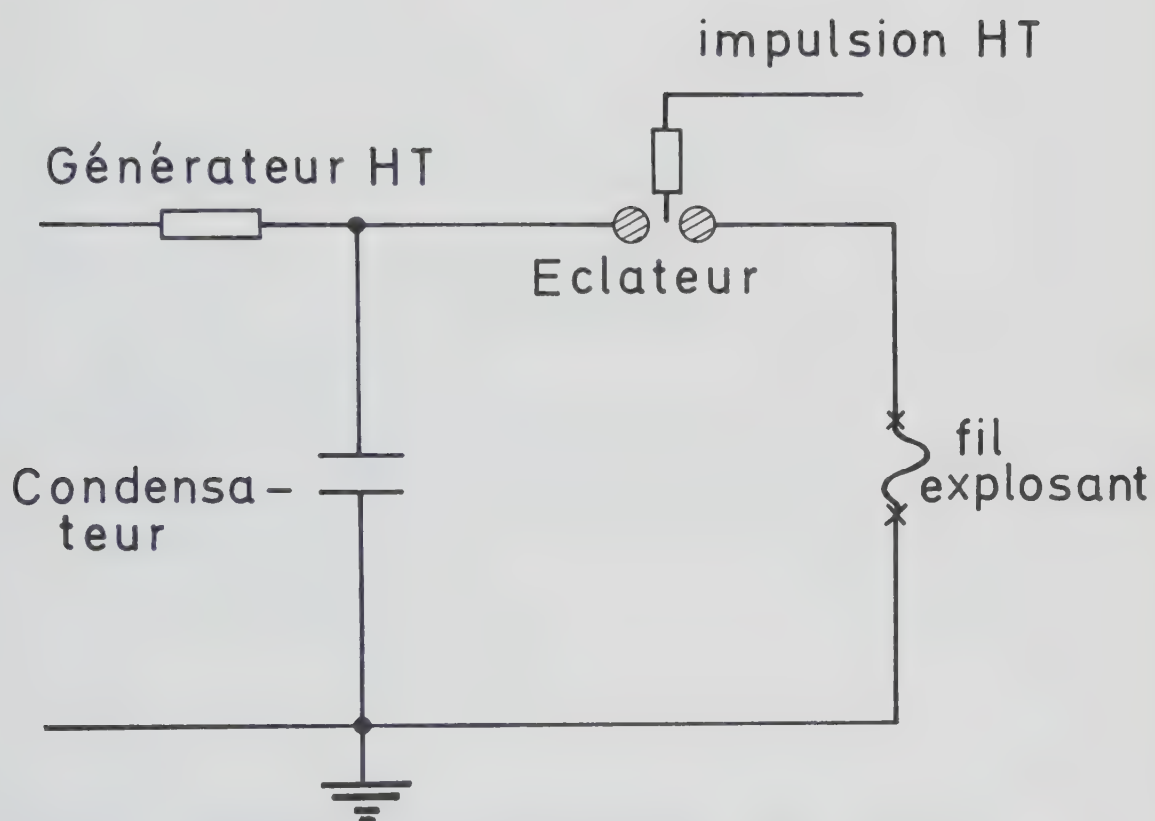


Fig:1 Circuit d'explosion de fil

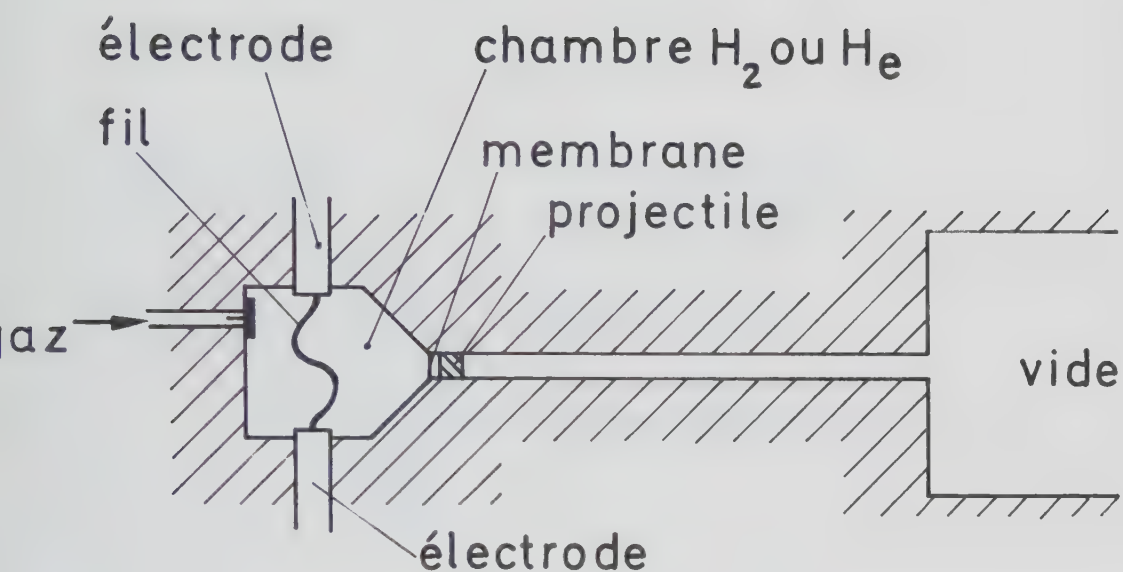


Fig : 2 Schéma de principe du canon électrique à hydrogène ou hélium

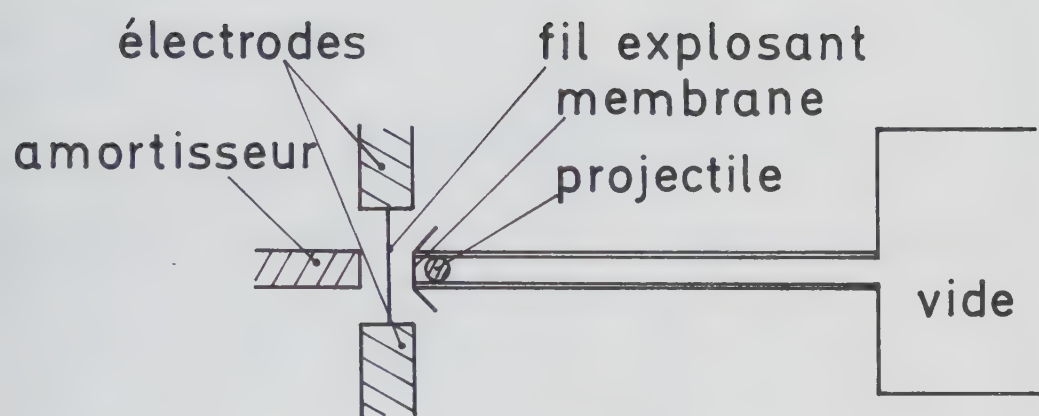


Fig:3 Schéma du dispositif de Scherrer

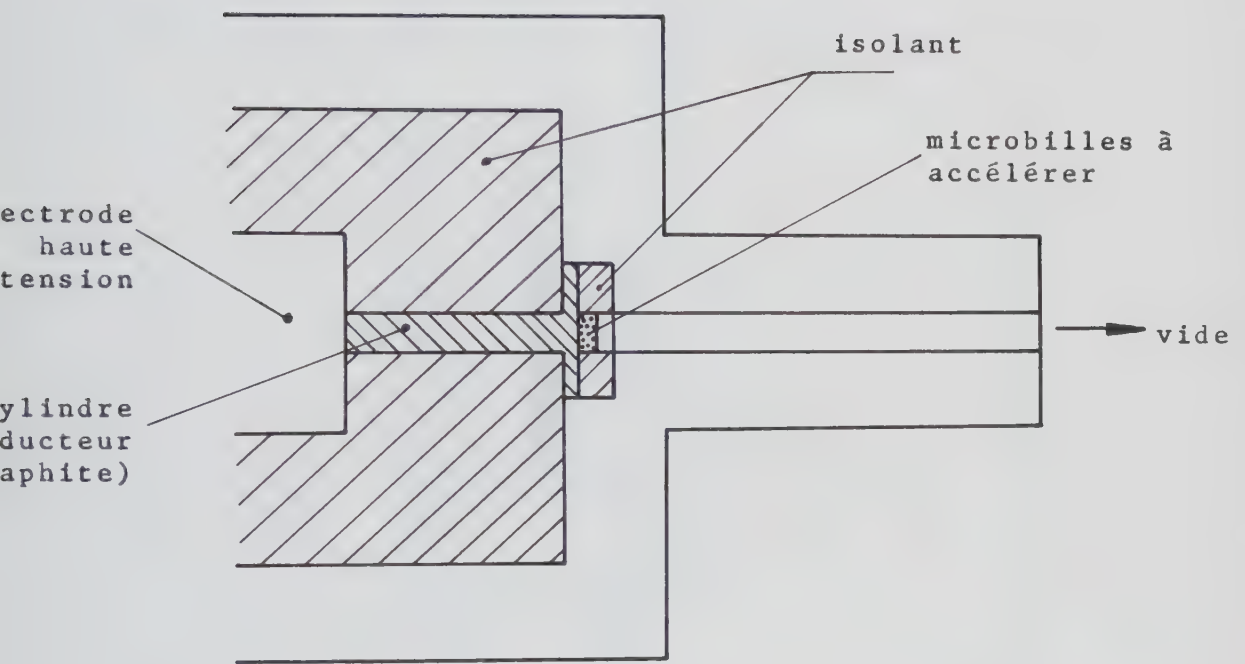


Fig.4 - Schéma de l'accélérateur coaxial au graphite
(Temple University Philadelphie).

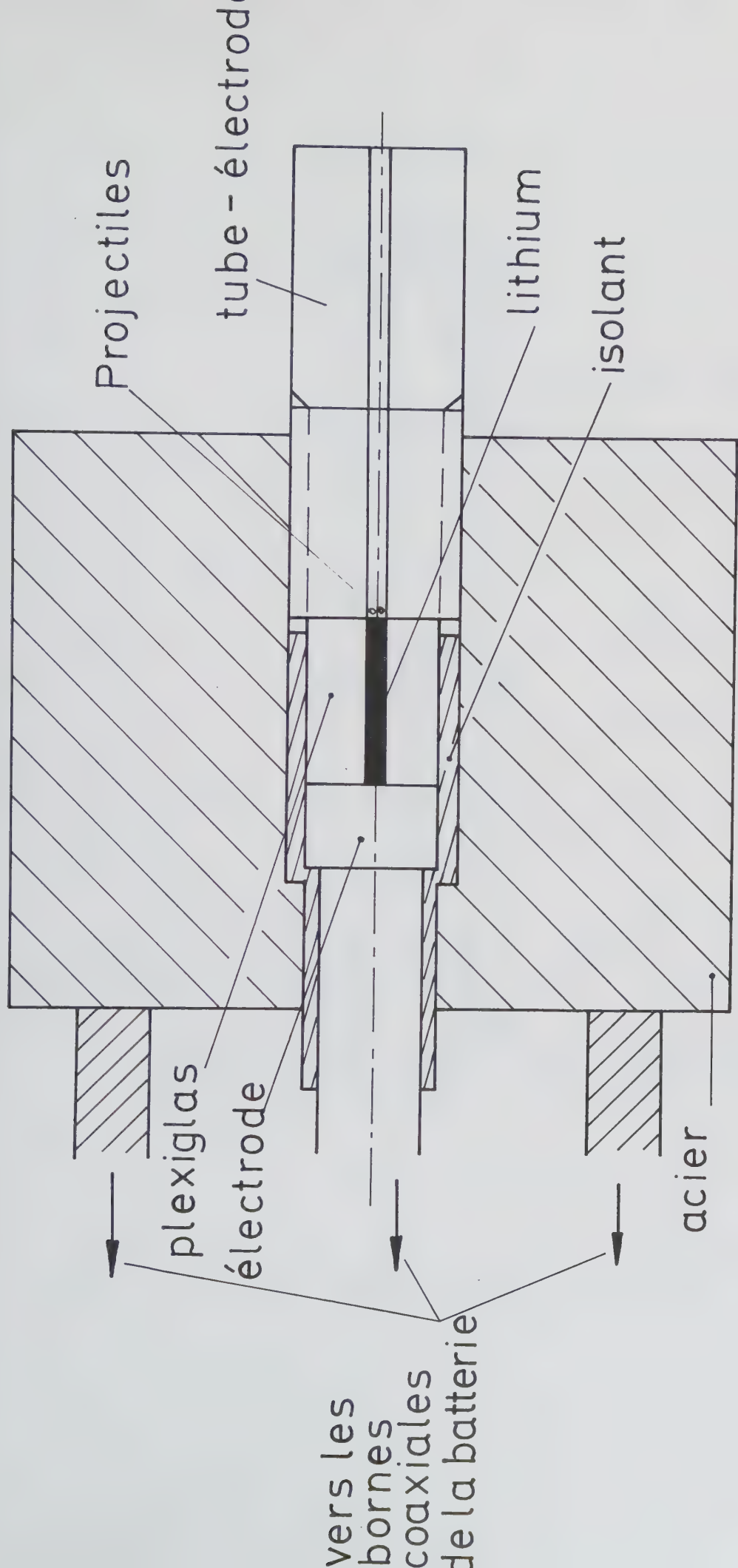


Fig:5 Chambre de vaporisation du lithium

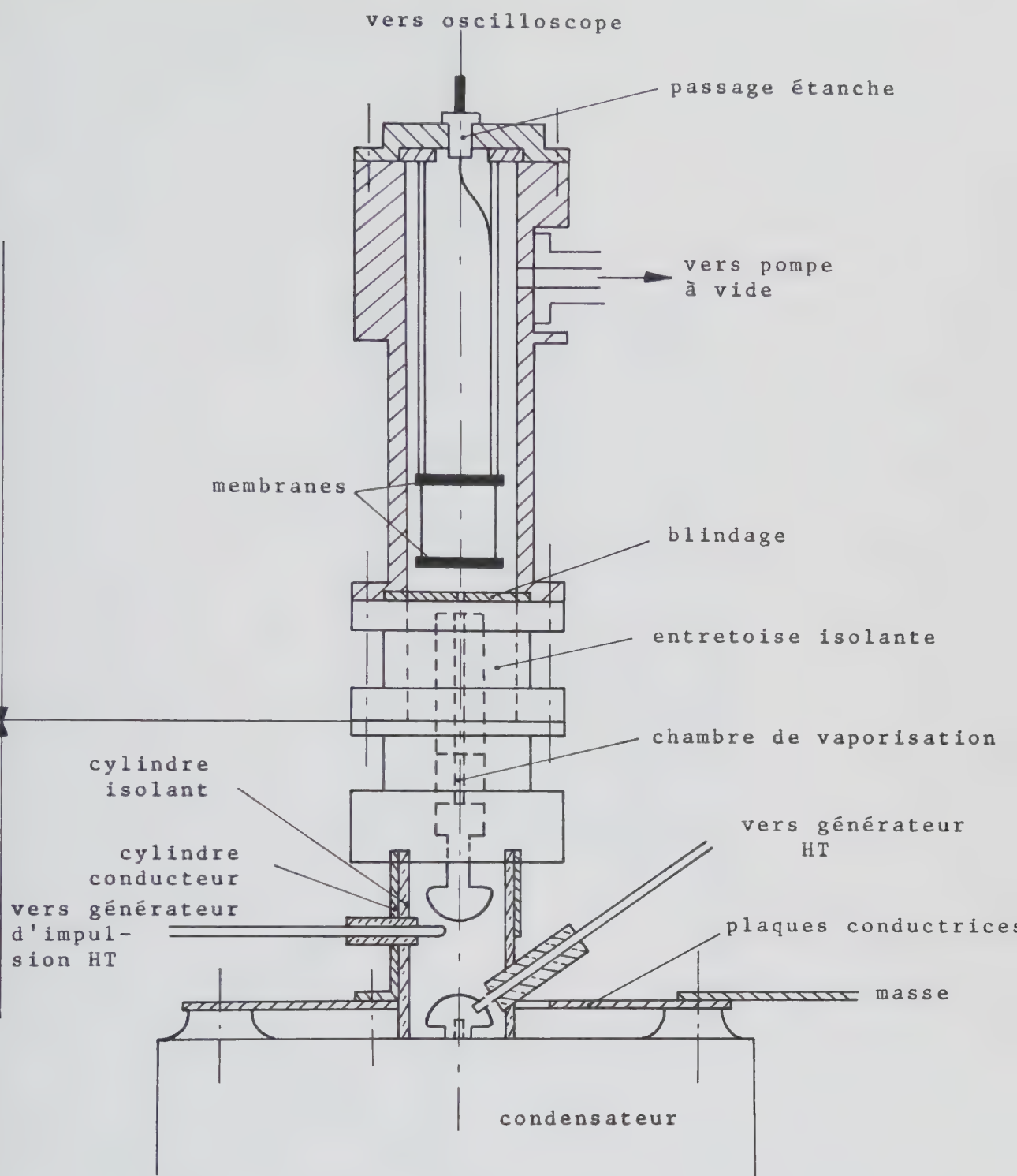


Fig.6 - Schéma de l'accélérateur et du dispositif de mesure des vitesses à barrières électriques.

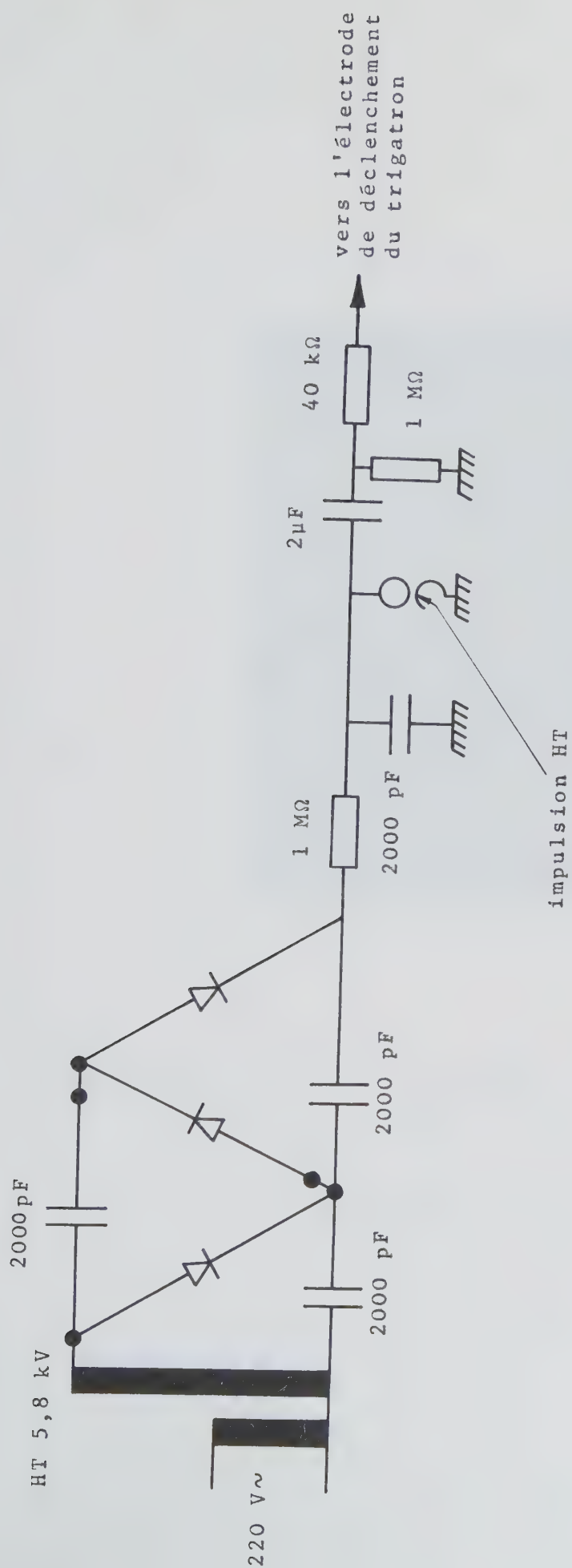


Fig.7 - Schéma du dispositif de commande de la décharge.



Fig.8 - Enregistrement de la lumière du jet de plasma sortant du tube d'éjection (sans tube prolongateur transparent). L'éjection se fait de la droite vers la gauche.

STL 102 : Intervalle entre les images : $0,5 \mu s$
Temps de pose : 50 ns
Pression : 10^{-4} mm Hg
Echelle : 0,7



Fig.9 - Visualisation du jet de plasma s'écoulant dans le tube prolongateur en verre.

STL 103 : Intervalle entre les images : $0,5 \mu s$
Temps de pose : $50 ns$
Pression : 10^{-4} mm Hg
Echelle : $0,7$
Vitesse mesurée du jet : $20 km/s \pm 10\%$

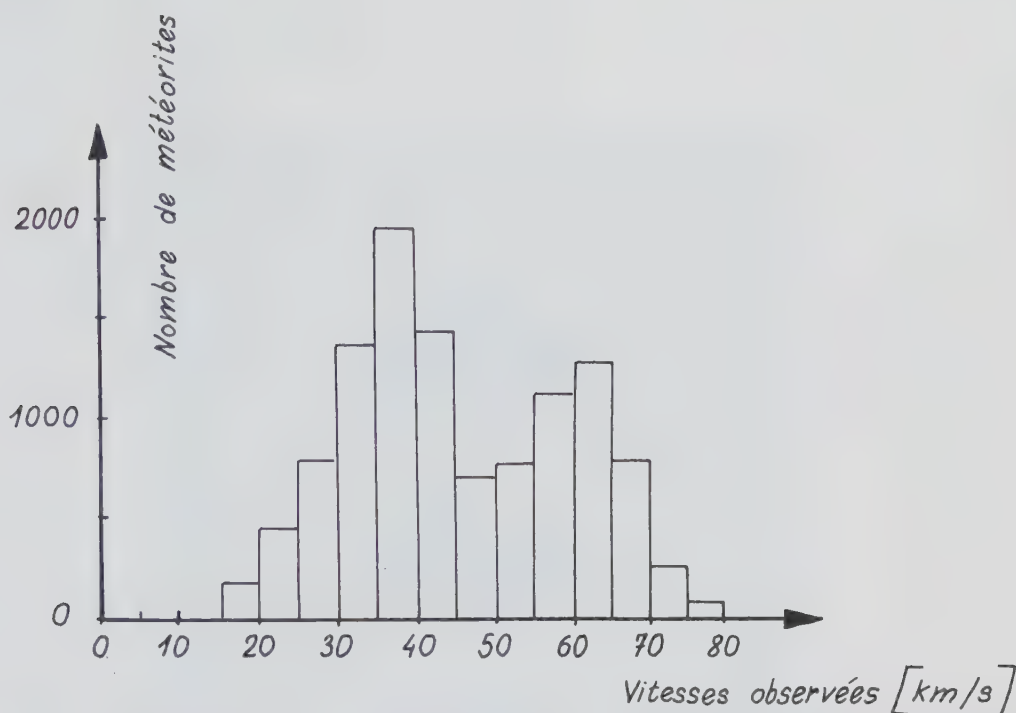


Fig. 10 - Distribution des vitesses de 10.933 météorites (d'après McKINLEY [28]).

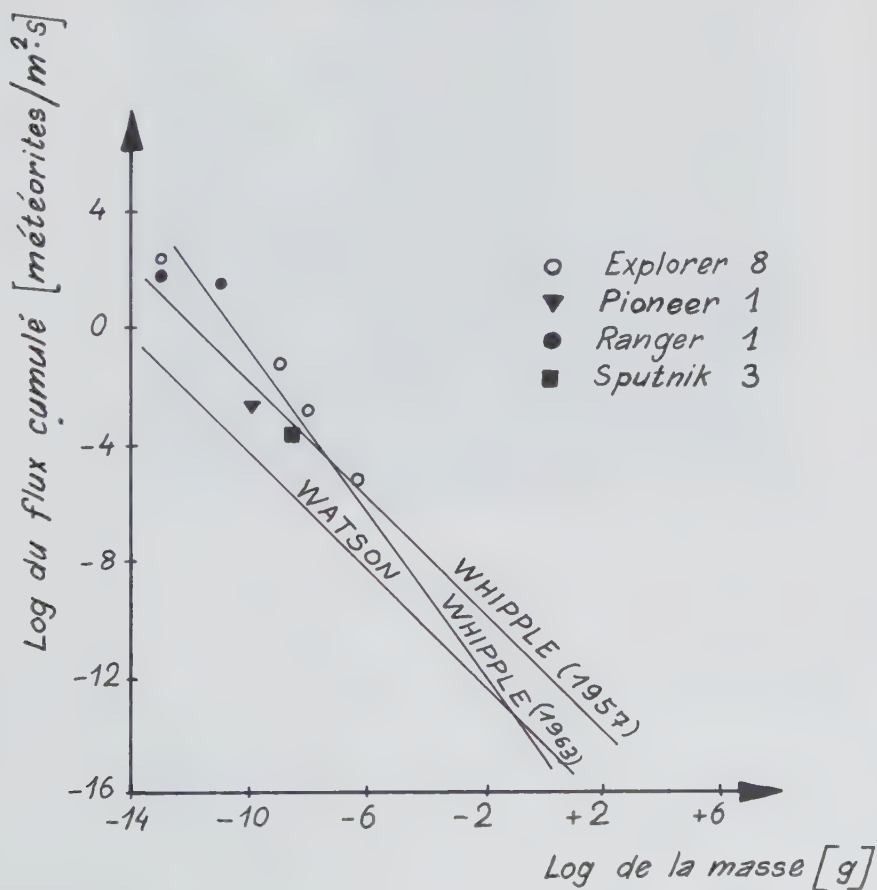


Fig.11 - Flux cumulé omnidirectionnel des météorites (d'après C.J.MAIDEN [30]).



Fig.12 - Photographie du dispositif à barrières
électriques.

Echelle : 0,5.

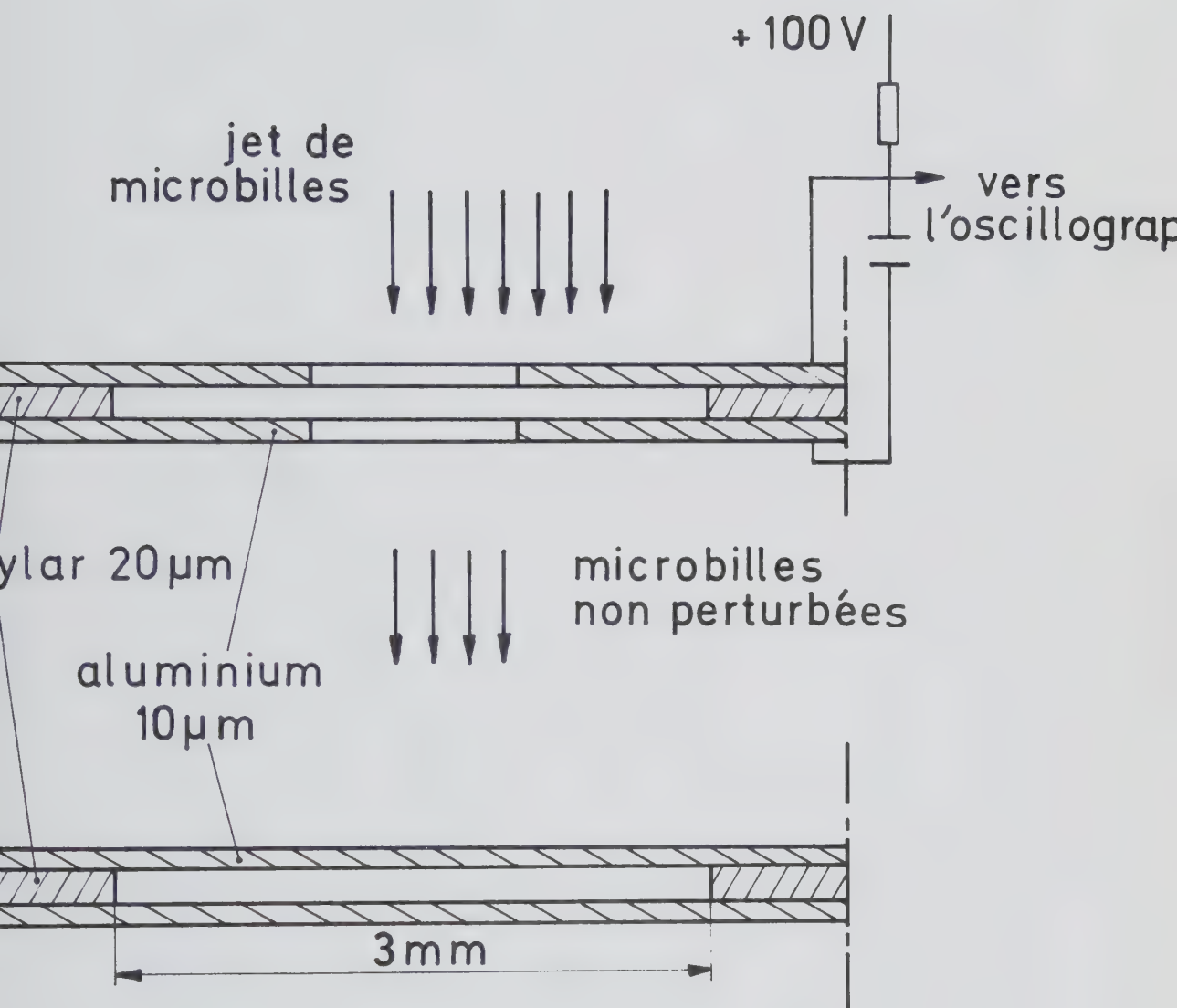


Fig:13 Schéma des barrières électriques utilisées pour la mesure de la vitesse du jet de microbilles

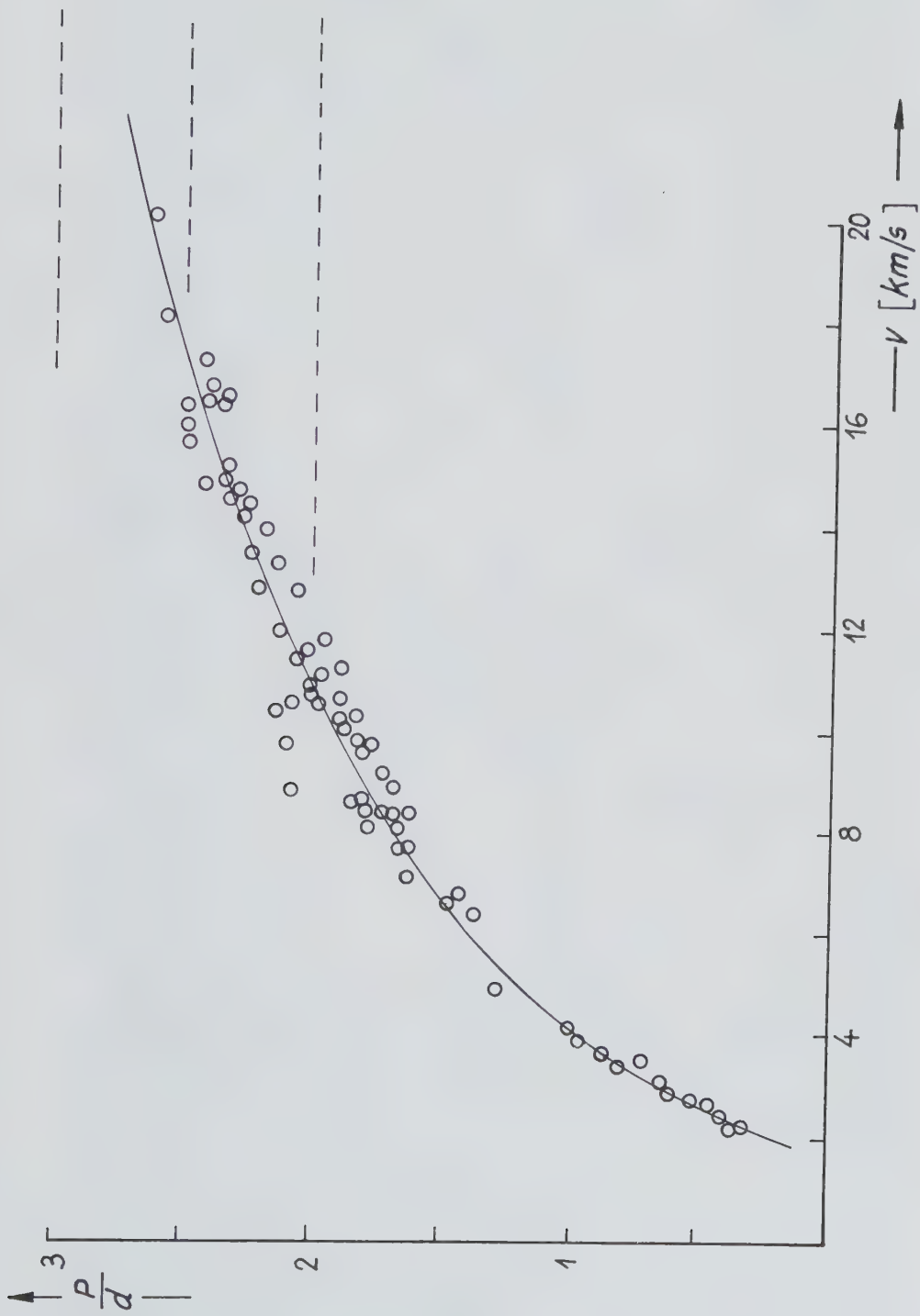


Fig.14 - Valeurs expérimentales de P/d en fonction de la vitesse des microbilles de verre. Cibles en aluminium à 99% de pureté. (D'après C.N.SCULLY [16].)

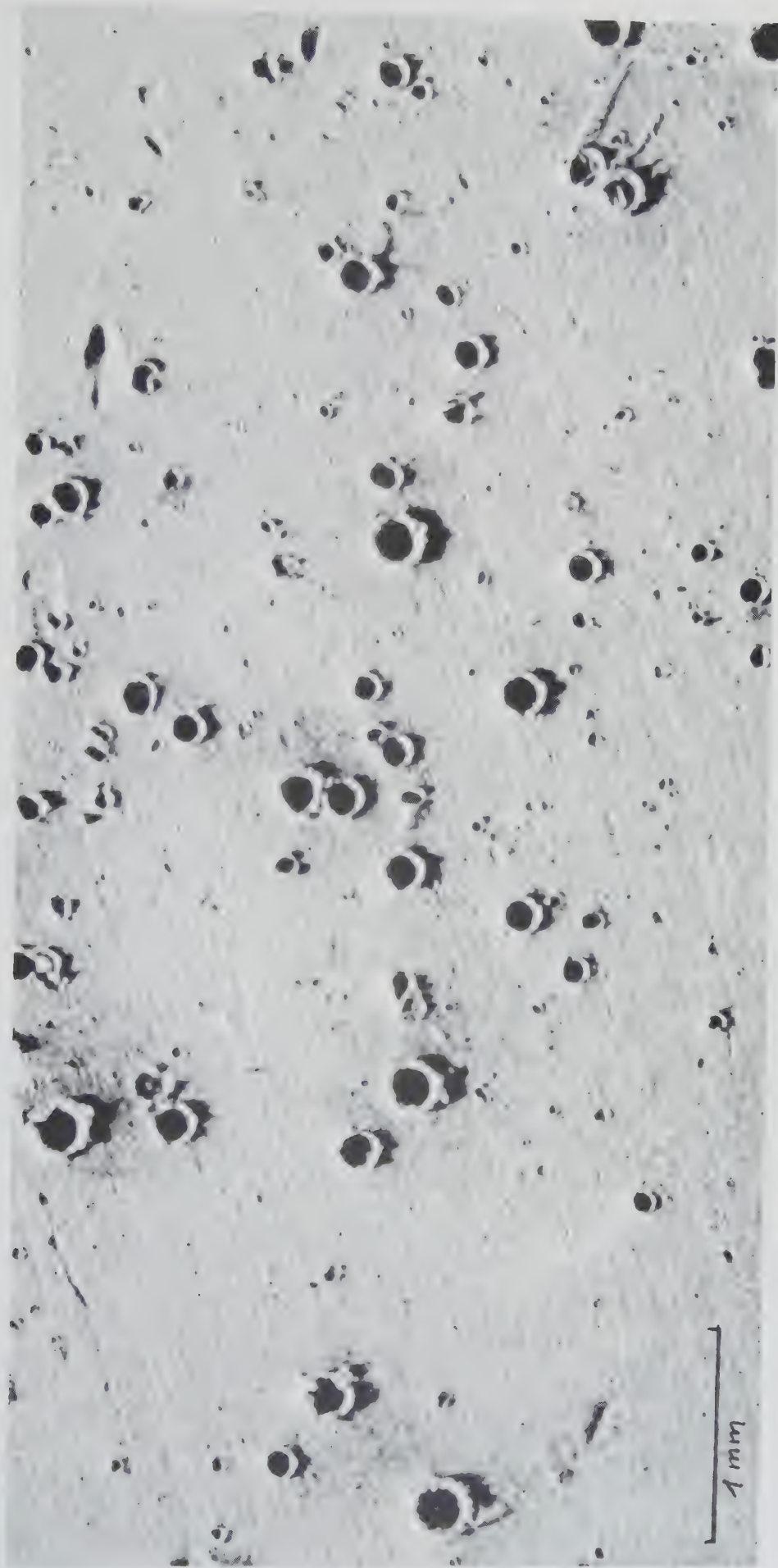
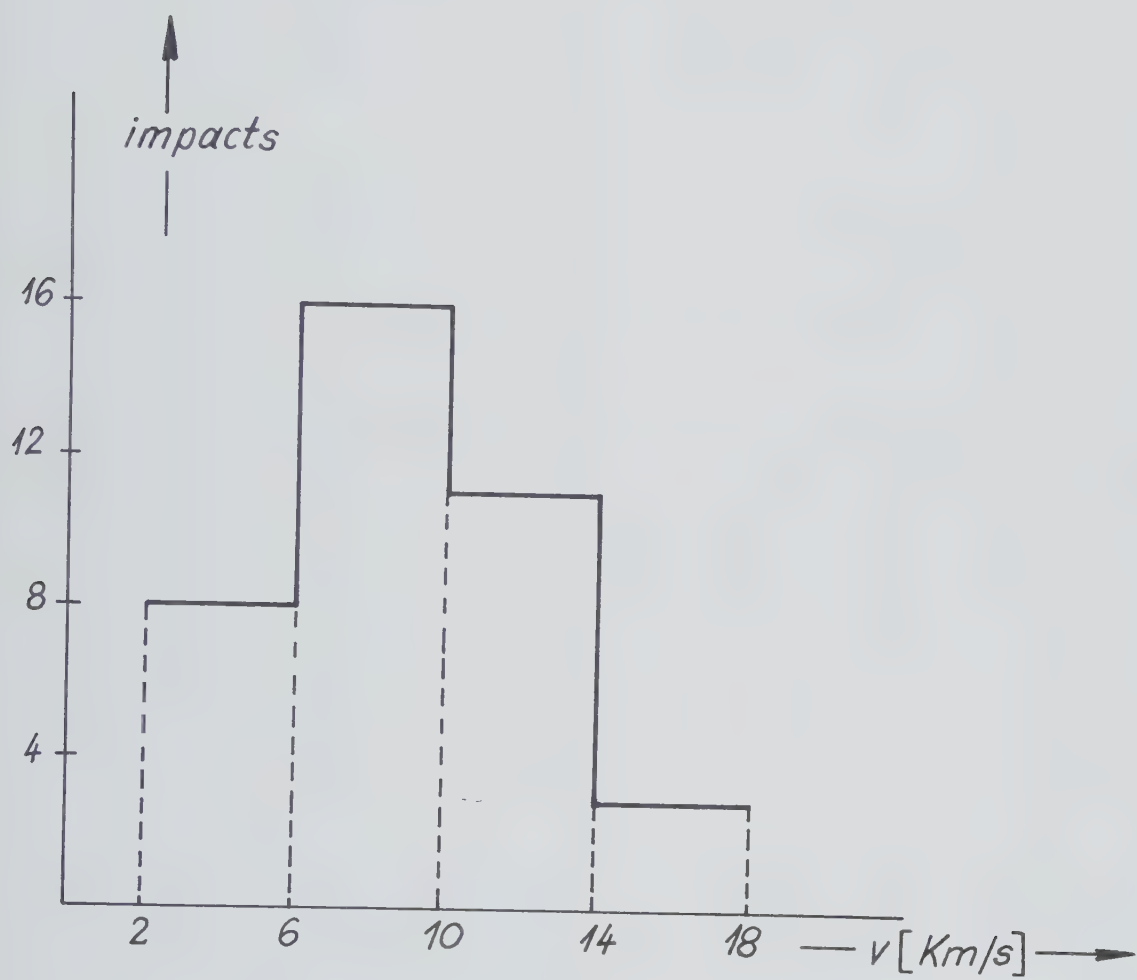


Fig.15 - Cratères produits par un flux de microbilles en verre de 50 μm sur une cible en aluminium. Gamme de vitesses : 0 à 15 km/s.



g:16 *Distribution des vitesses des microbilles*

$R_m \text{ [g cm}^{-2}\text{]}$

Fig. 17 Parcours maximum des électrons
dans la matière en fonction de
l'énergie E_m correspondant au
maximum du spectre

$$R_m \text{ g} = 0,11 (\sqrt{1 + 22,4 E_m^2} - 1)$$

$E_m \text{ [MeV]}$

10^{-1}

Fig 18a Absorption d'un faisceau d'électrons non homogène en fonction de l'épaisseur

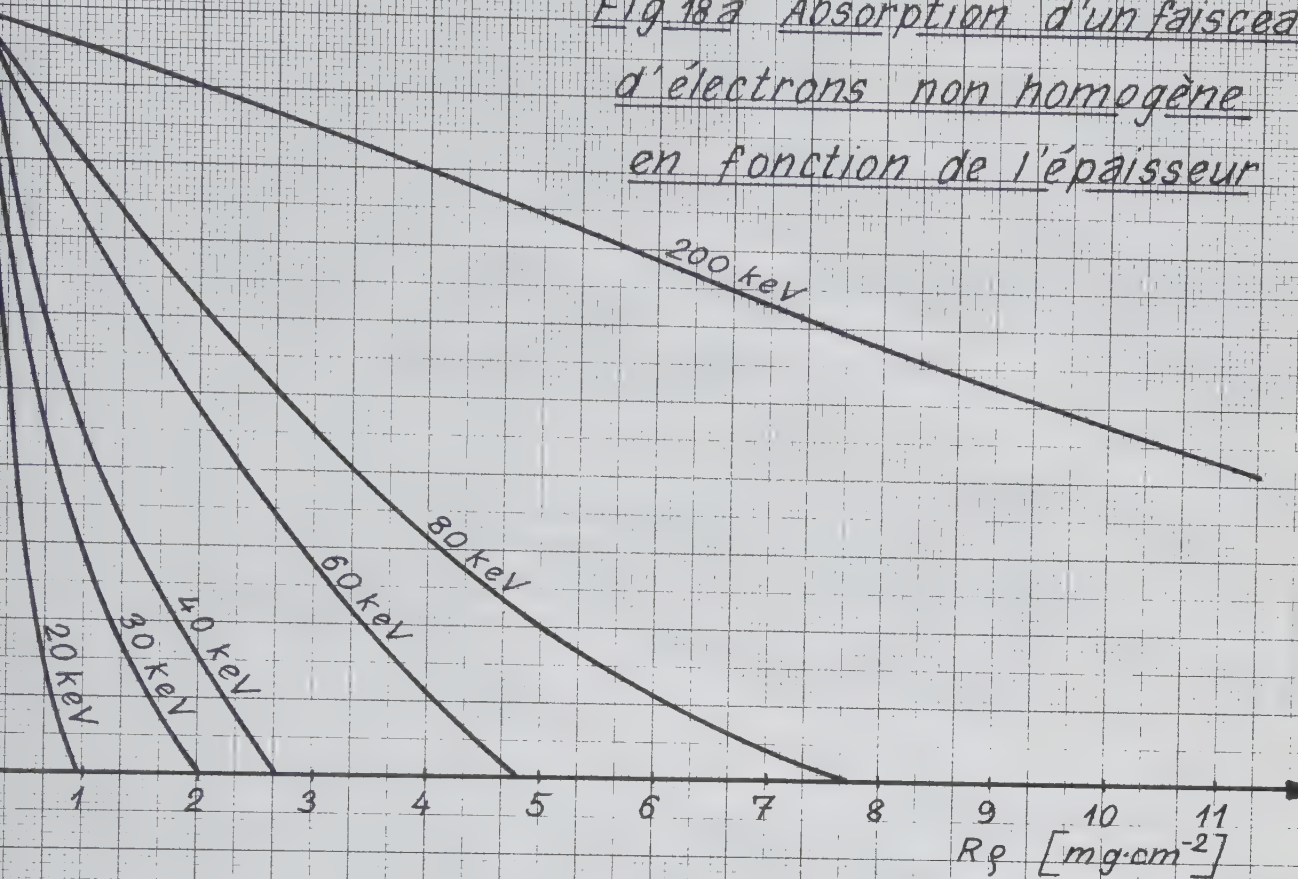
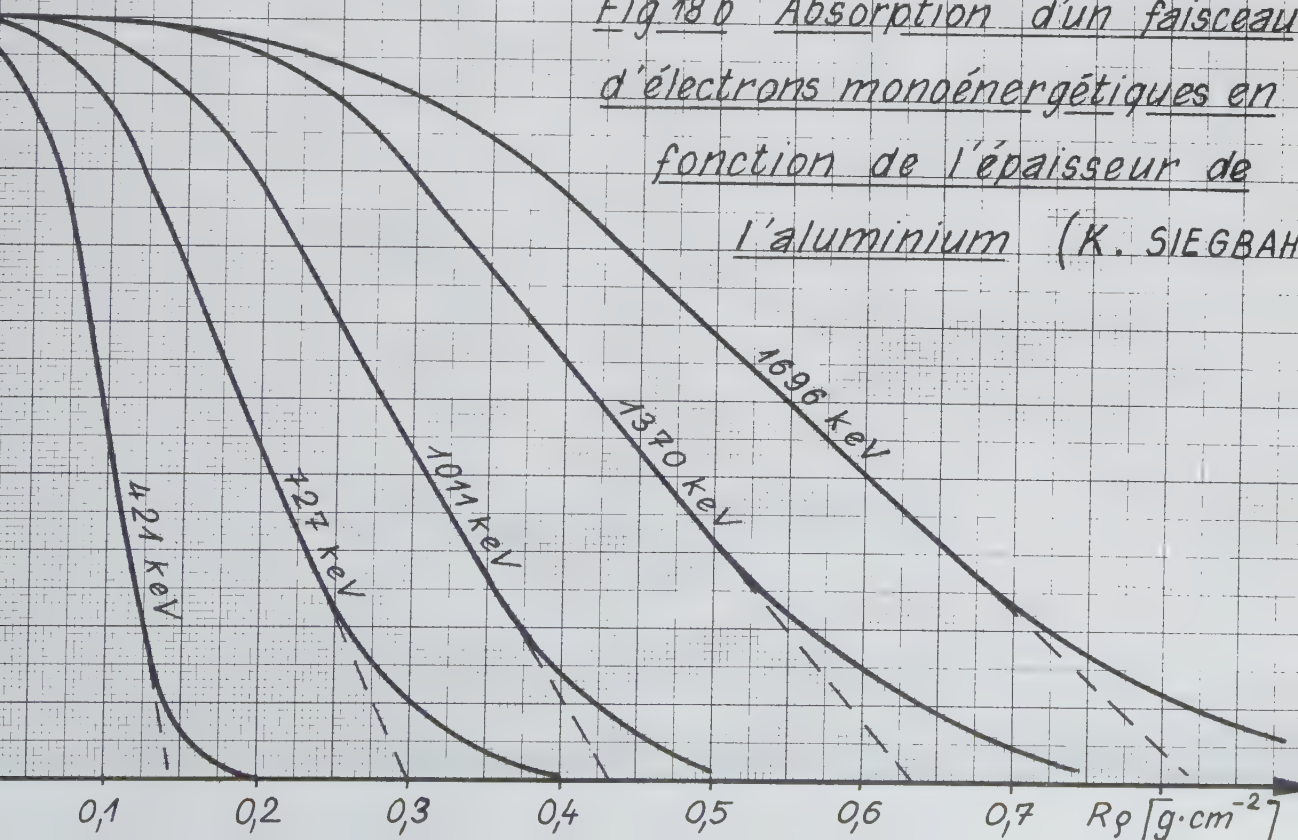


Fig 18b Absorption d'un faisceau d'électrons monoénergétiques en fonction de l'épaisseur de l'aluminium (K. SIEGBAH)



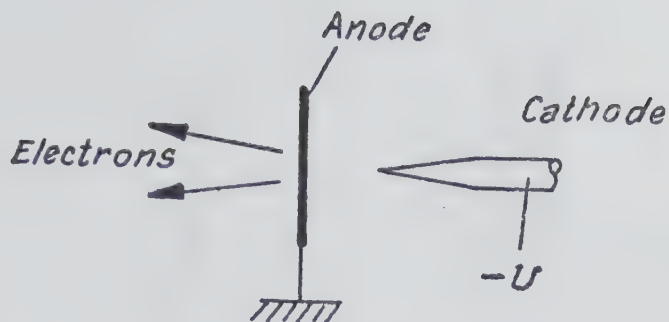


Fig.19 Principe de la production d'une impulsion d'électrons

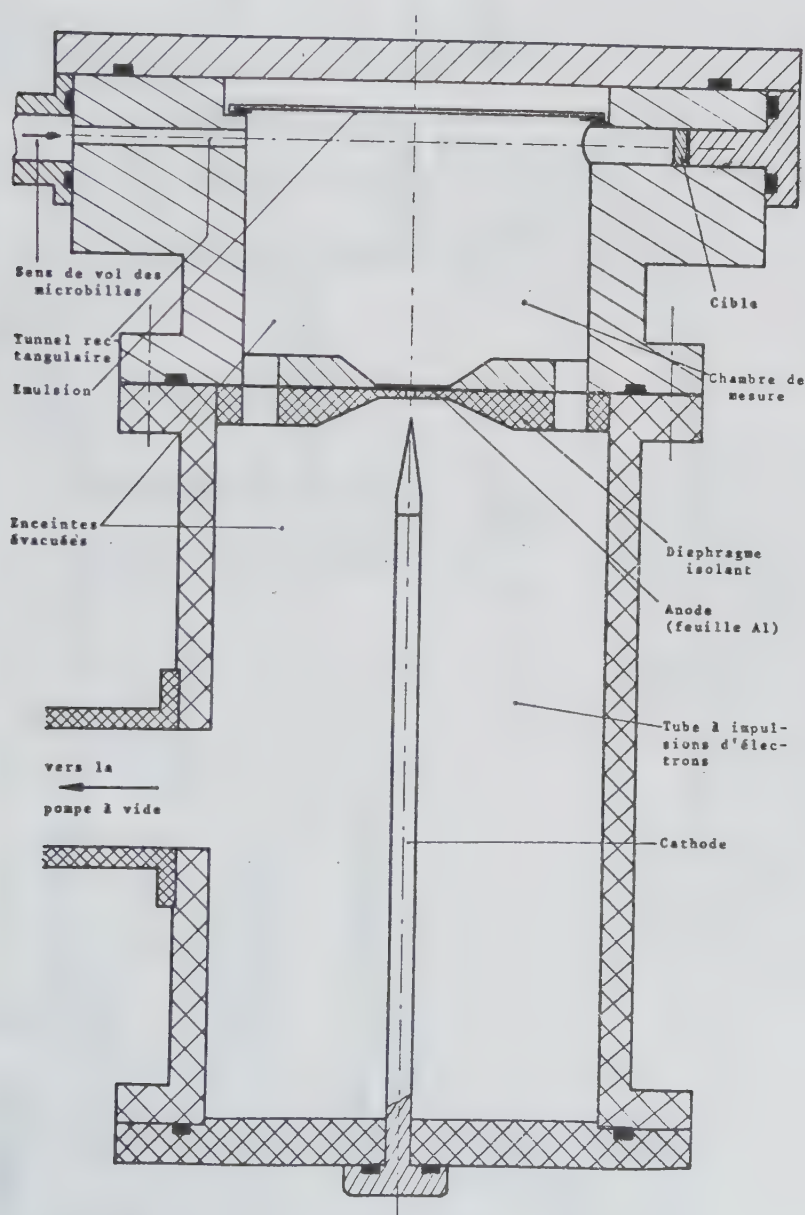


Fig.20 Représentation schématique de l'ensemble tube générateur d'électrons-enceinte d'expérimentation

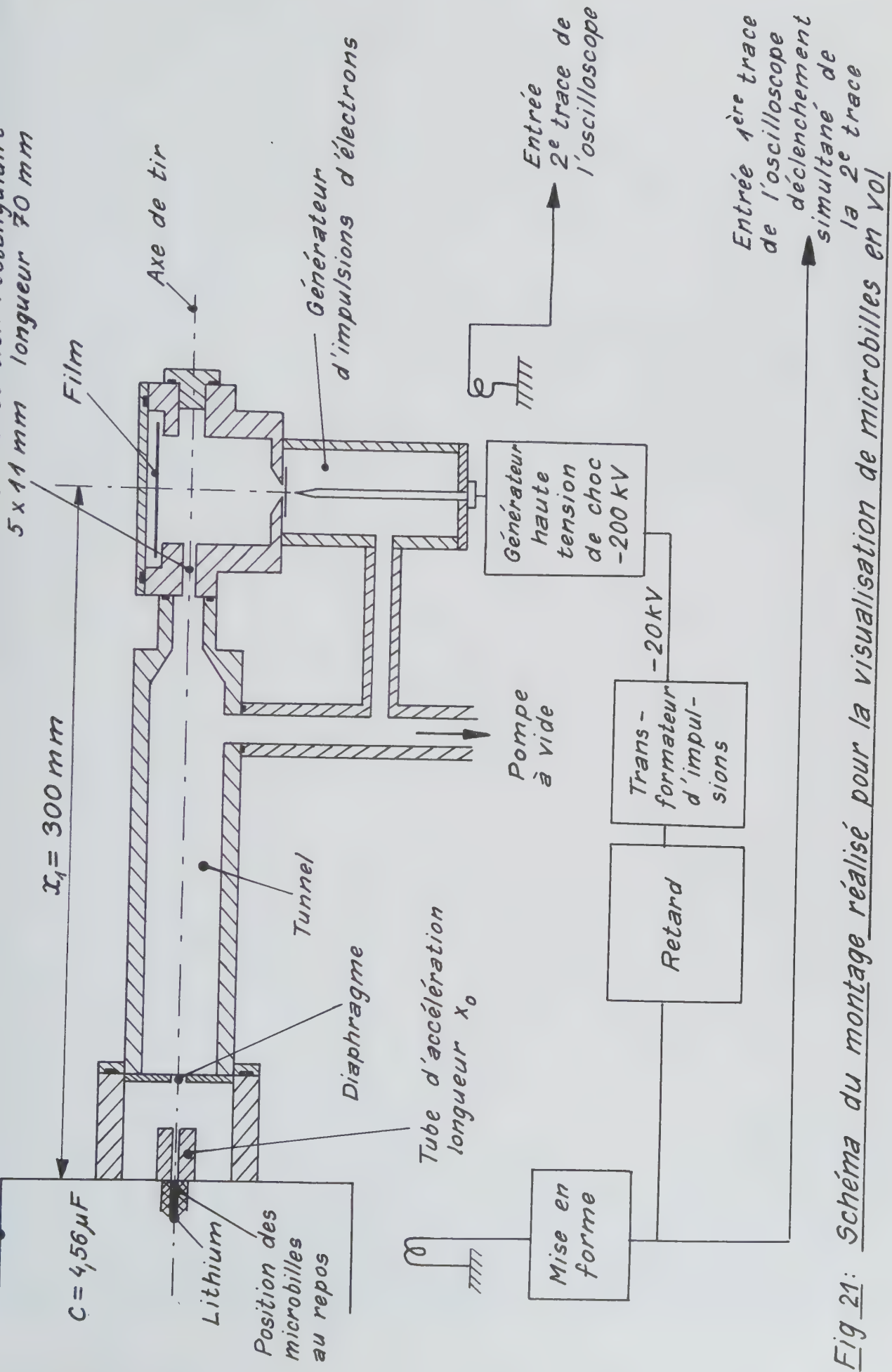
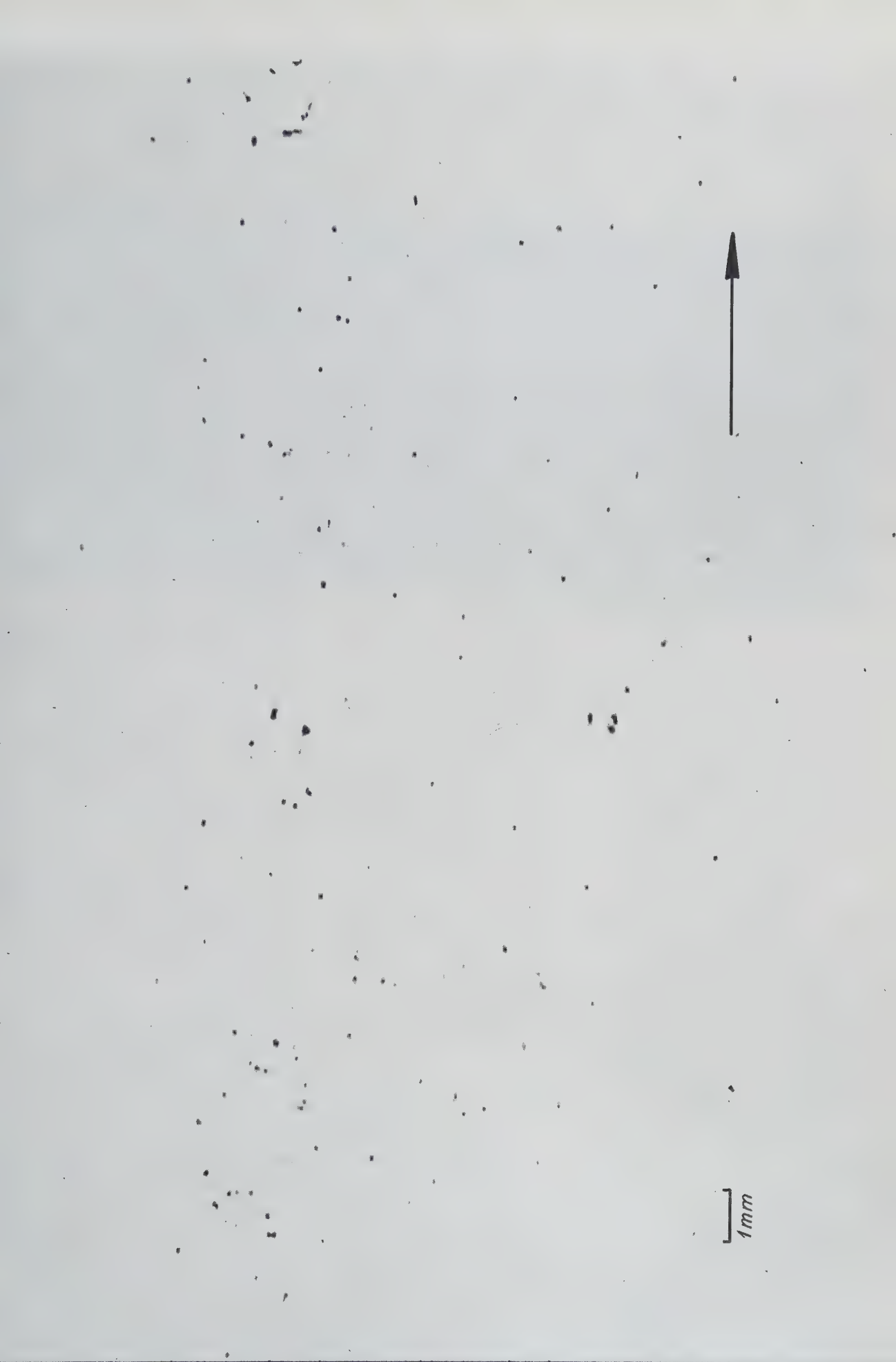


Fig 21: Schéma du montage réalisé pour la visualisation de microbilles en vol



g.22 - Microbilles de 50 μm de diamètre en vol libre.
Vitesse $\approx$ 3 km/s.



1mm

- Microbilles de 50 μm traversant une feuille d'aluminium.
Vitesse $\approx 3 \text{ km/s}$.



a)



b)

g.24 - Microbilles en verre (diamètre $50\ \mu\text{m}$) en vol (à gauche) et après perforation d'une feuille d'aluminium de $20\ \mu\text{m}$ (à droite).

Vitesses : a: $\approx 2,5\ \text{km/s}$
 b: $\approx 4\ \text{km/s}$

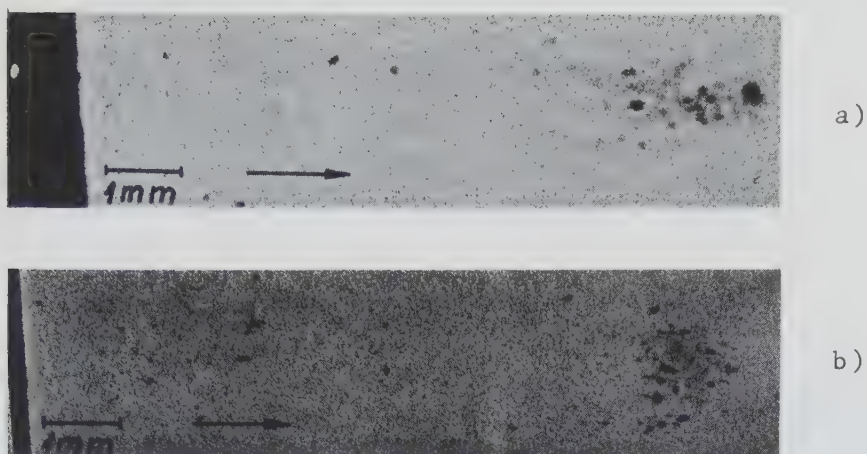


Fig.25 - Microbilles en verre (diamètre $150\text{ }\mu\text{m}$) après perforation d'une feuille d'aluminium ($20\text{ }\mu\text{m}$).
Vitesses : a) $\approx 2\text{ km/s}$
 b) $\approx 6\text{ km/s}$

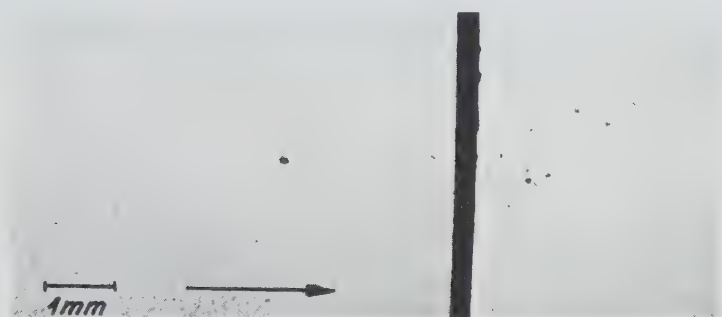


Fig.26 - Microbilles en verre (diamètre $50\text{ }\mu\text{m}$) traversant une feuille d'aluminium de $20\text{ }\mu\text{m}$ d'épaisseur. Vitesses des projectiles $\approx 4\text{ km/s}$.
A gauche de la feuille se trouve une bille entière ; à droite des débris de billes qui viennent de se pulvériser lors de la perforation.

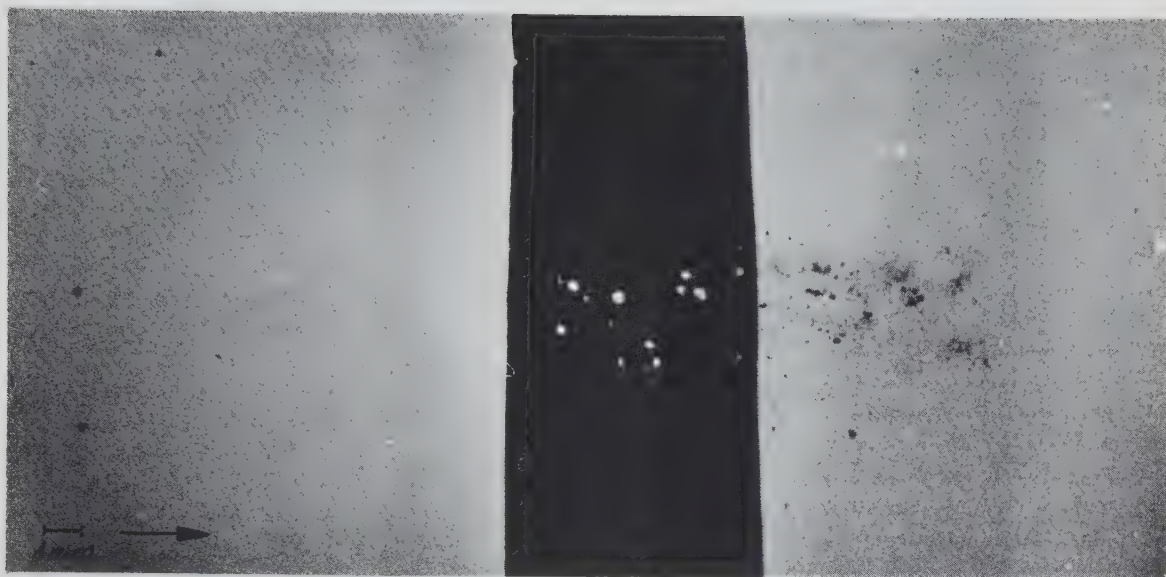


Fig.27 - Microbilles de $150\text{ }\mu\text{m}$ de diamètre et débris de perforation d'une feuille d'aluminium de $20\text{ }\mu\text{m}$ d'épaisseur et 10 mm de largeur.

Vitesse $\approx 3\text{ km/s}$.



Fig.28 - Photographie d'une cible en aluminium soumise à un flux de microbilles en verre de 150 μm de diamètre, lancées à 5,8 km/s.

Echelle : 4,6.

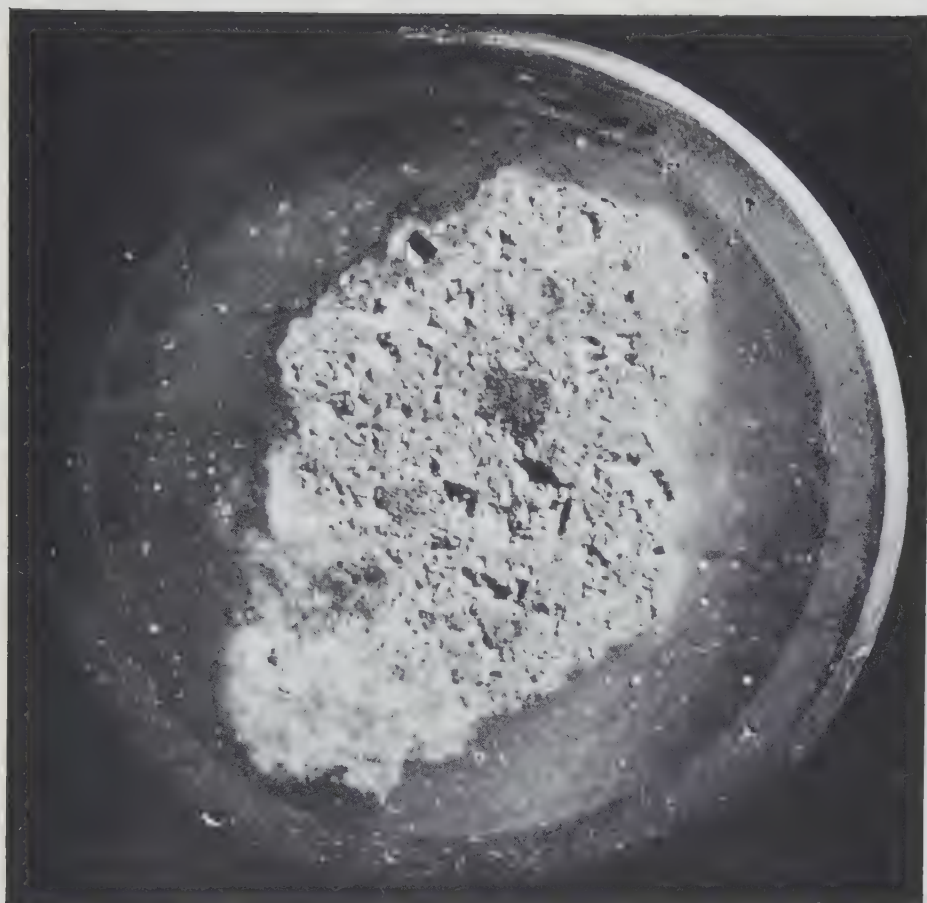


Fig.29 - Photographie, sous éclairage incident de 30° par rapport à la surface, d'une cible en matériau rocheux soumise à un flux de microbilles de $150\text{ }\mu\text{m}$ de diamètre, lancées à $5,2\text{ km/s}$.

Echelle : 4,6.

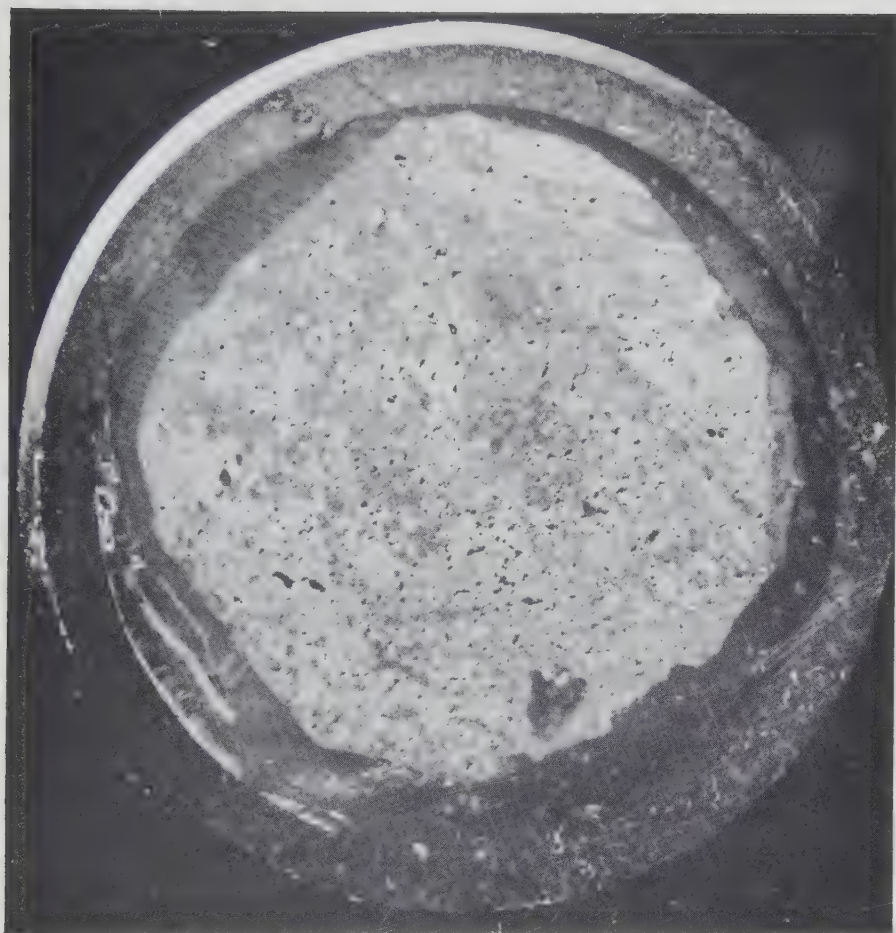


Fig.30 - Photographie, sous éclairage incident de 30° par rapport à la surface, d'une cible en matériau rocheux soumise à un flux de microbilles en verre de $50\text{ }\mu\text{m}$ lancées à $12,4\text{ km/s}$.

Echelle : 4,6.

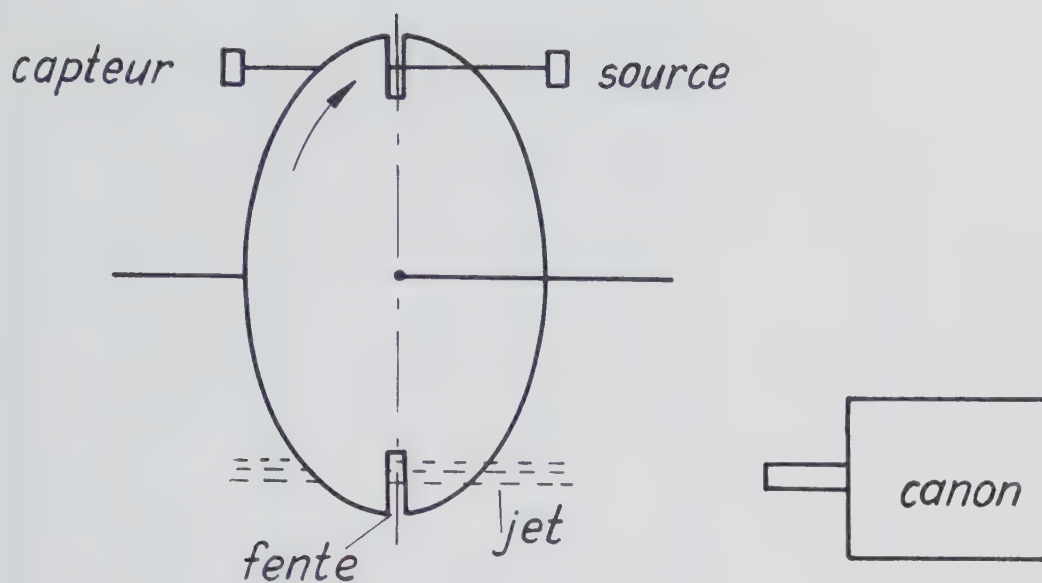


Fig.31 - Principe de la sélection par disque à fente.

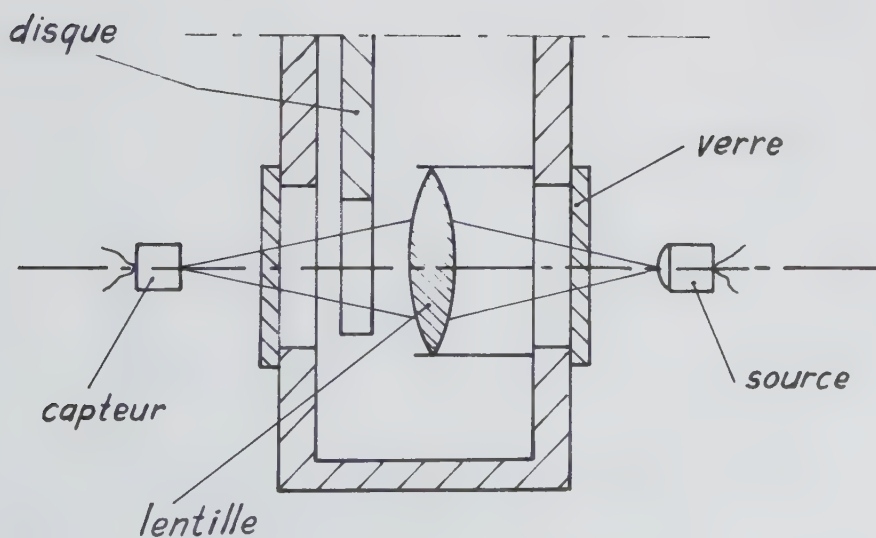


Fig.32 - Schéma du dispositif photoélectrique.

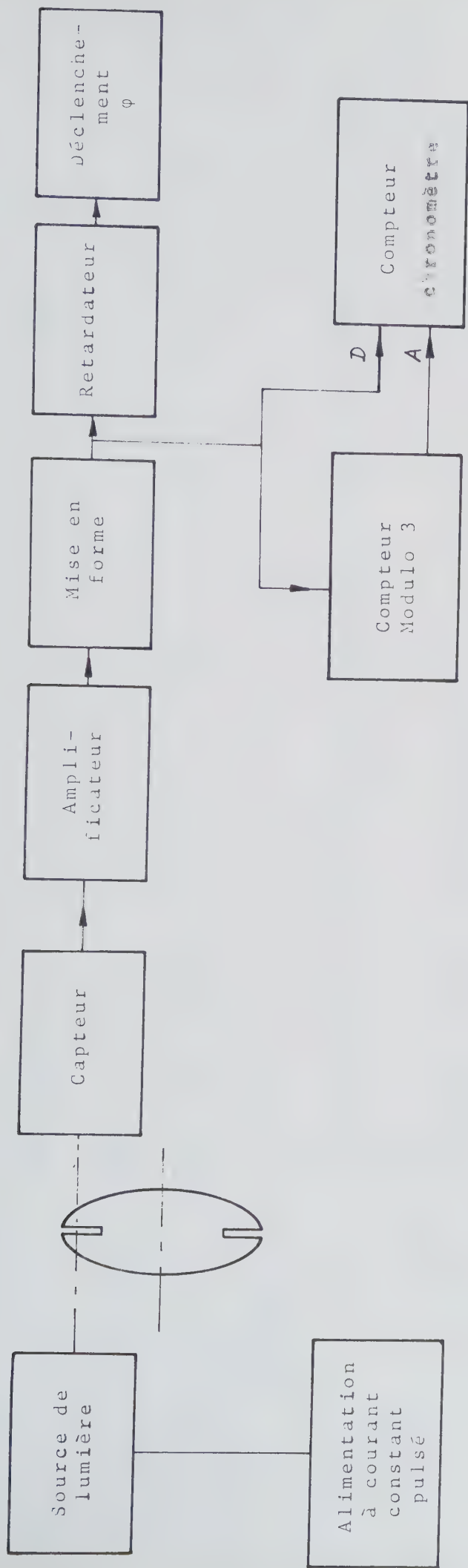


Fig.33 - Schéma logique.
Synchronisation obturateur mécanique tournant.

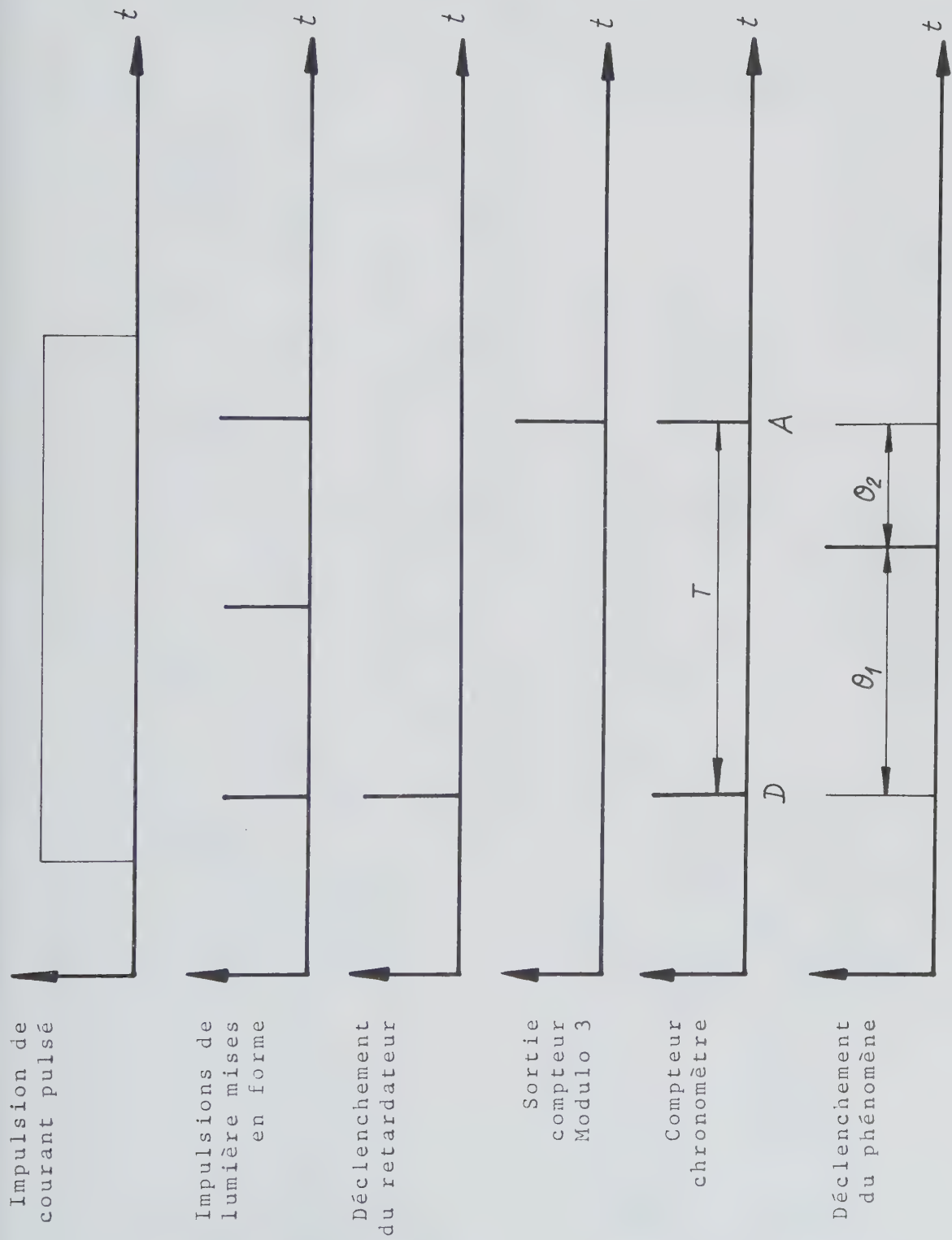


Fig.34 - Diagramme chronologique.

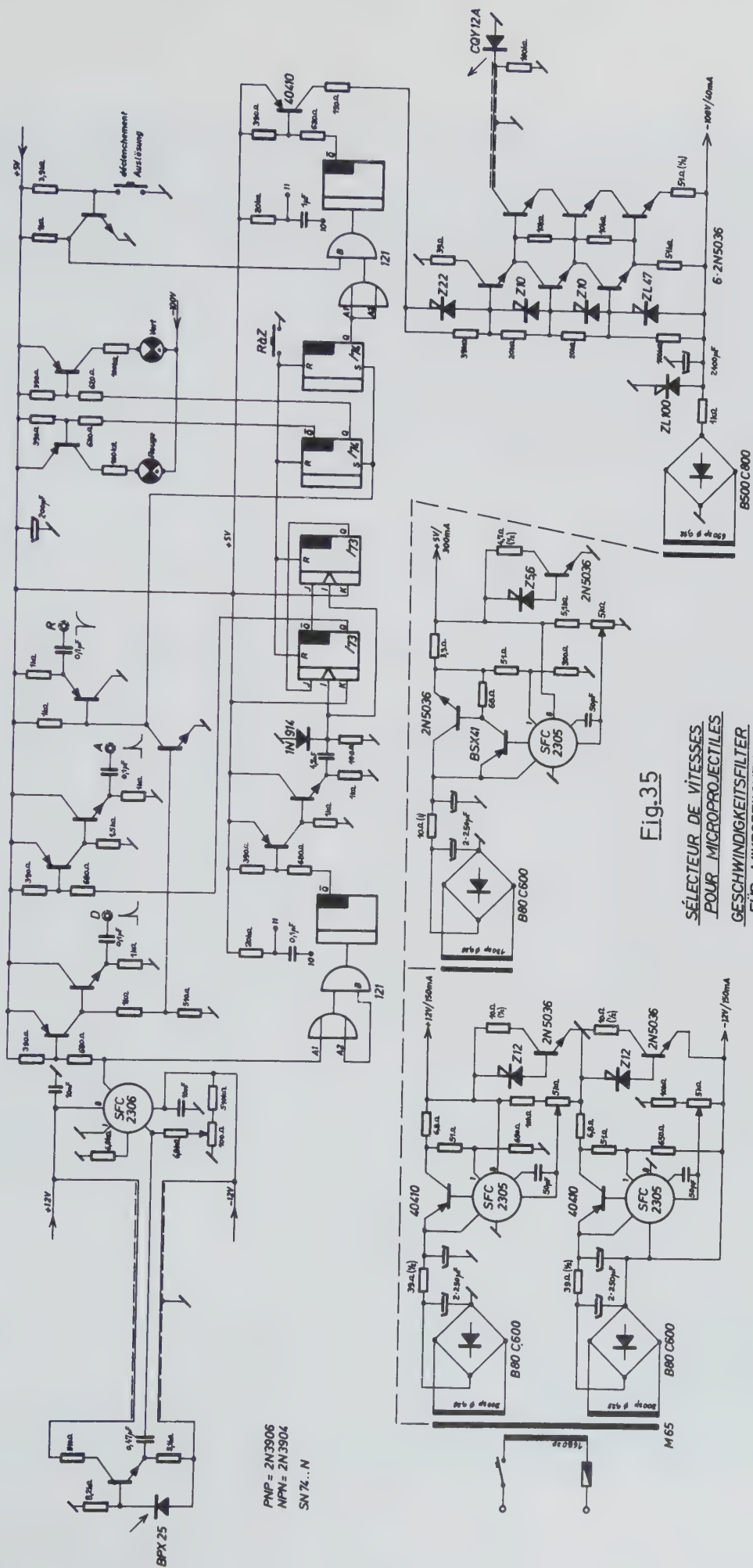


Schéma N° 187

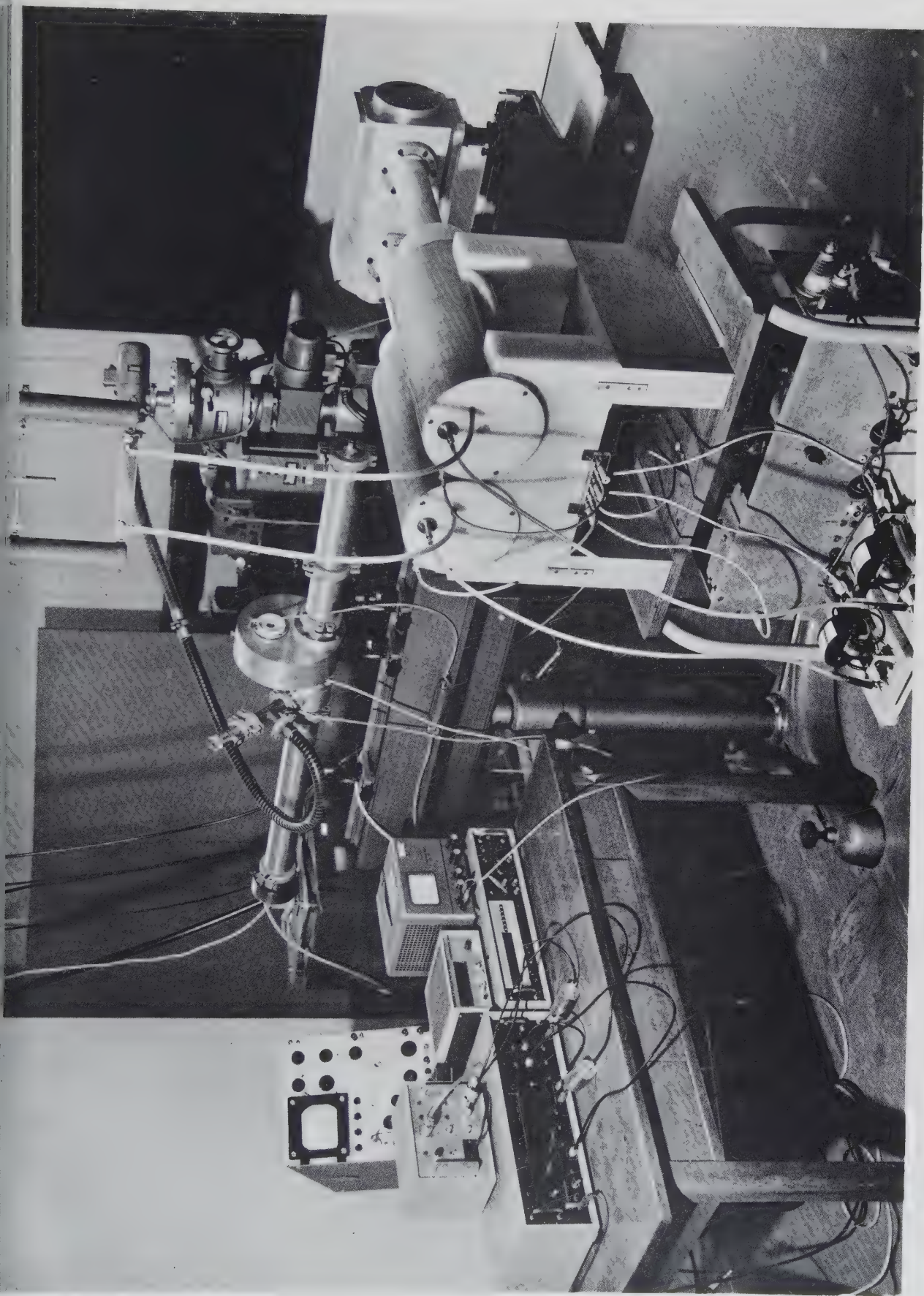


Fig.36 - Photographie de l'installation montrant notamment le tunnel de tir avec l'enceinte
contenant le 1.



Fig.37 - Endommagement produit sur une cible en aluminium par des débris provenant de la pulvérisation pendant l'accélération d'une bille en verre de 1,5 mm de diamètre.

Echelle : 10.



Fig.38 - Cratère produit par un projectile en polyéthylène de 1,5 mm de diamètre, lancé à 4 km/s sur une cible en aluminium. La forme irrégulière du cratère traduit un défaut de cohésion du projectile pendant l'accélération.

Echelle : 12.

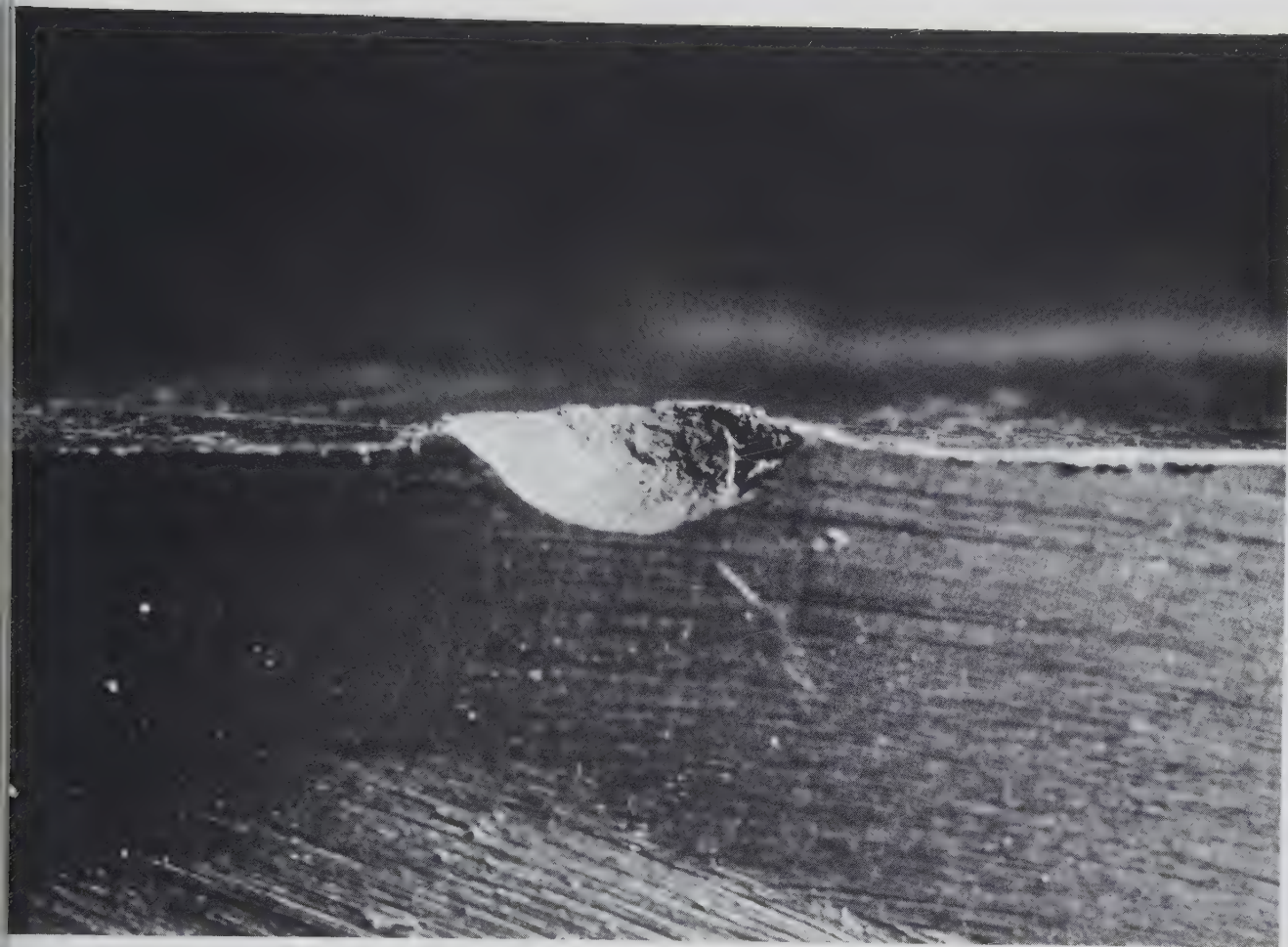


Fig.39 - Cratère produit sur une cible en Duralumin par un projectile en polyéthylène de 1,5 mm de diamètre, lancé à 3 km/s. La faible profondeur du cratère traduit probablement une vaporisation partielle du projectile, mais aussi un effet de densité.

Echelle : 15.

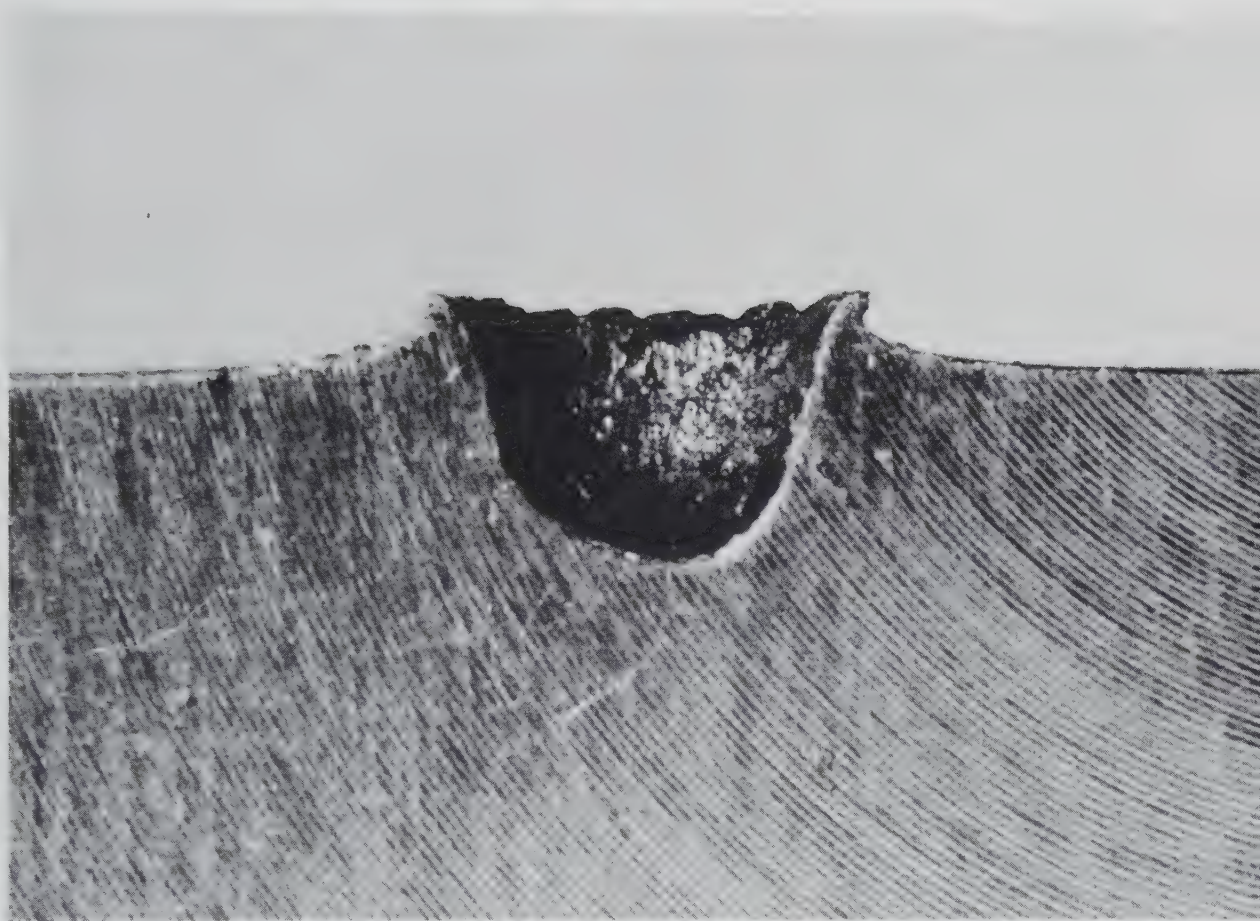


Fig.40 - Cratère obtenu avec un projectile cylindrique de titane de 1,5 mm de diamètre et 2 mm de longueur, lancé à 2,5 km/s sur une cible en Duralumin.

Echelle : 20.

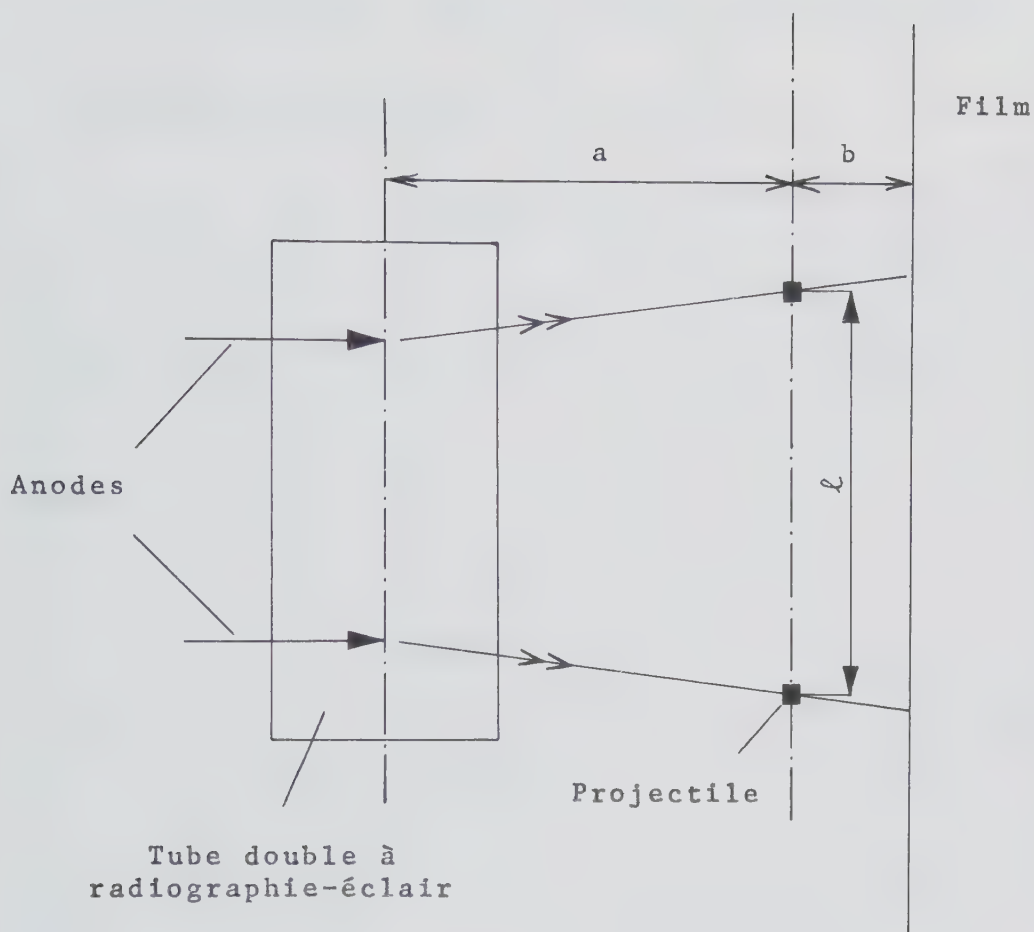


Fig.41 : Principe de la mesure de la vitesse d'un projectile par radiographie-éclair

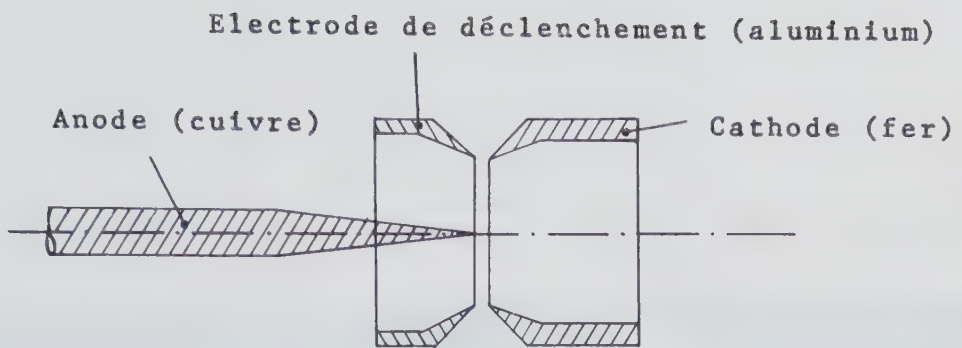


Fig.42 : Forme et nature des électrodes du tube double

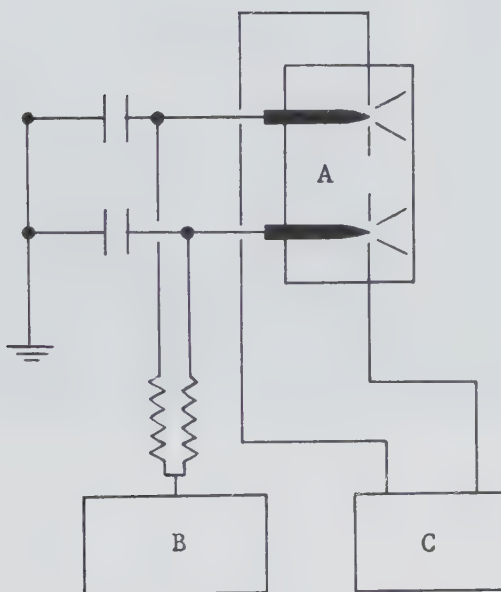


Fig.43 : Schéma de montage de l'appareillage

A : Tube double à rayons X

B : Générateur HT

C : Générateur d'impulsions HT

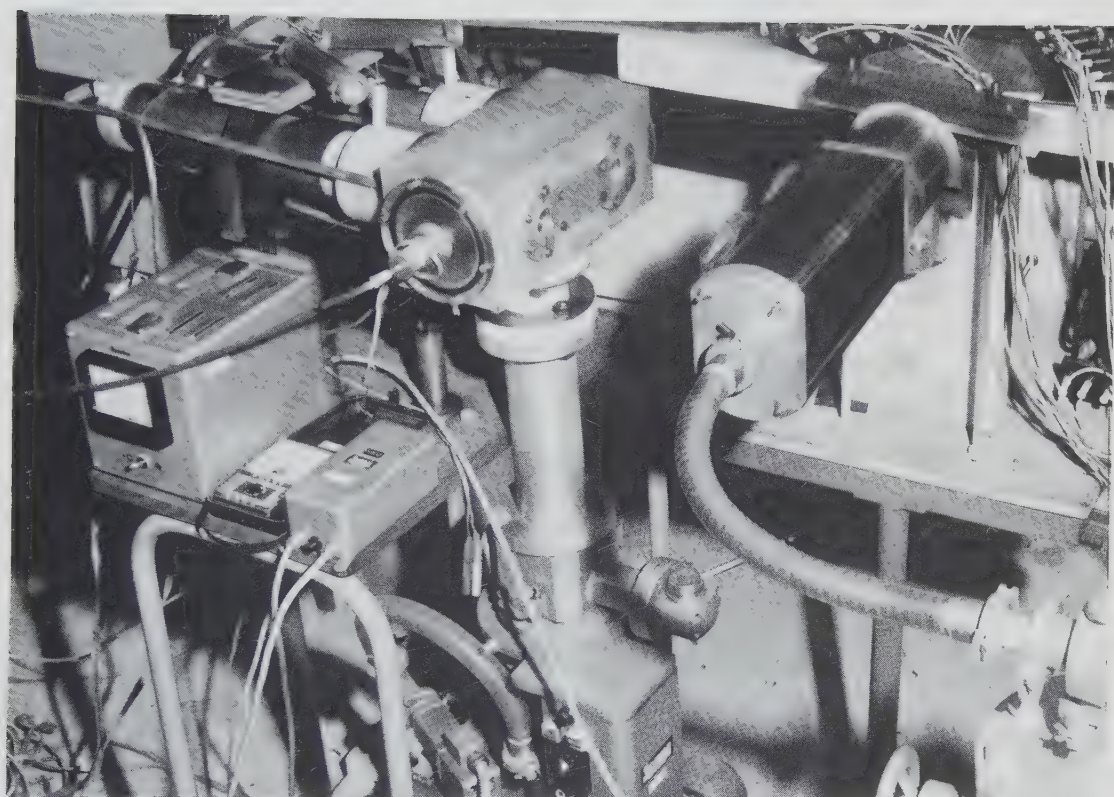


Fig.44 - Photographie montrant le tube double de radiographie-éclair en position de fonctionnement.

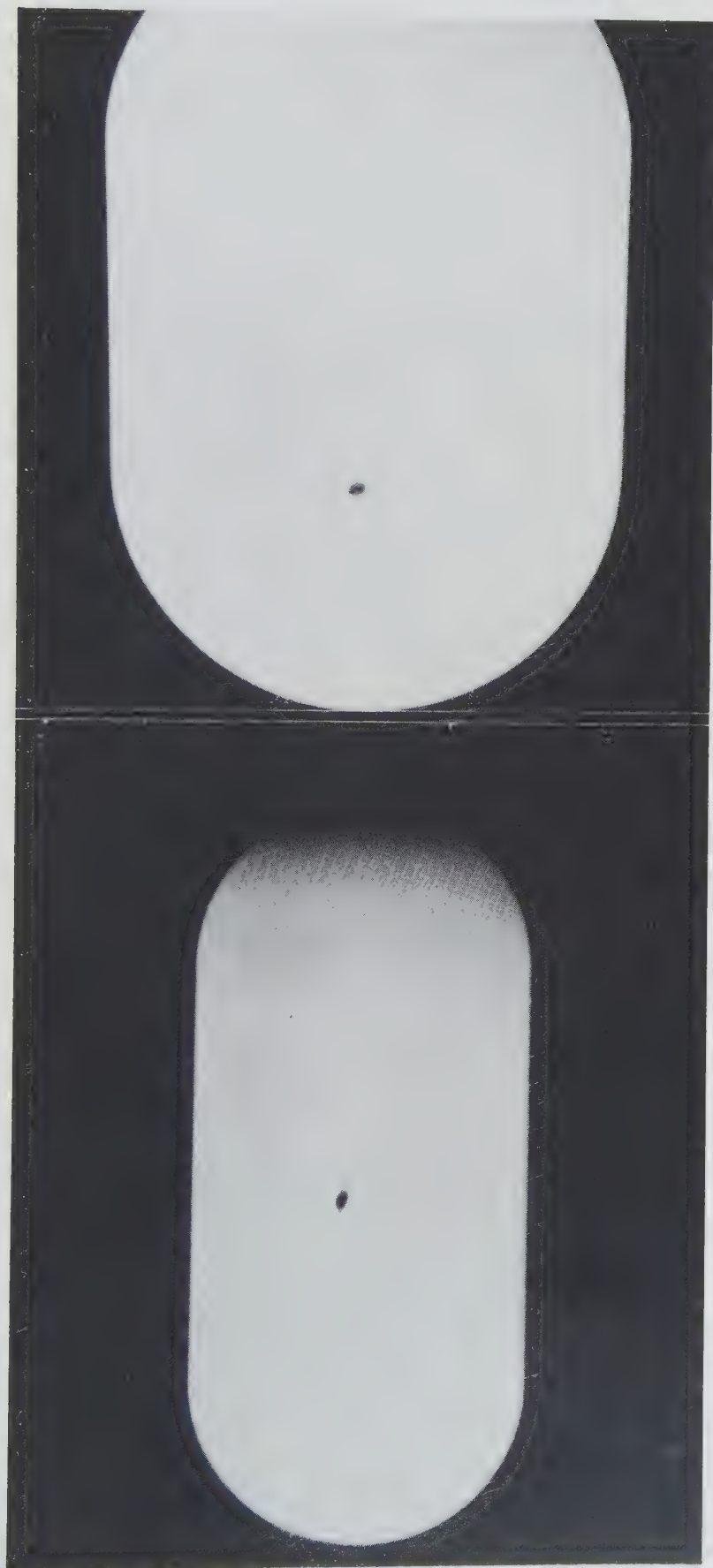


Fig.45 - Radiographies, obtenues avec le tube double à impulsions de rayons X, d'un projectile cylindrique en polyéthylène animé d'une vitesse de 6 km/s.
(Sens du mouvement : de gauche à droite.)
Temps de pose : 150 ns
Echelle : 1

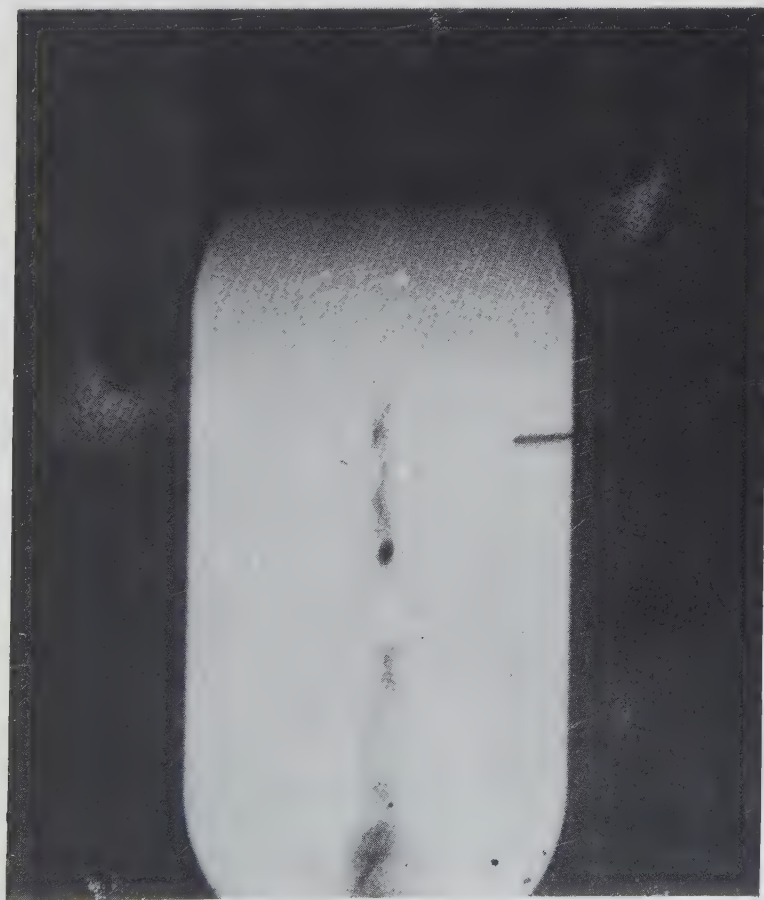


Fig.46 - Radiographies d'un projectile cylindrique en polyéthylène animé d'une vitesse de 5,5 km/s. Le projectile est nettement discernable, malgré le nuage parasite qui l'entoure.

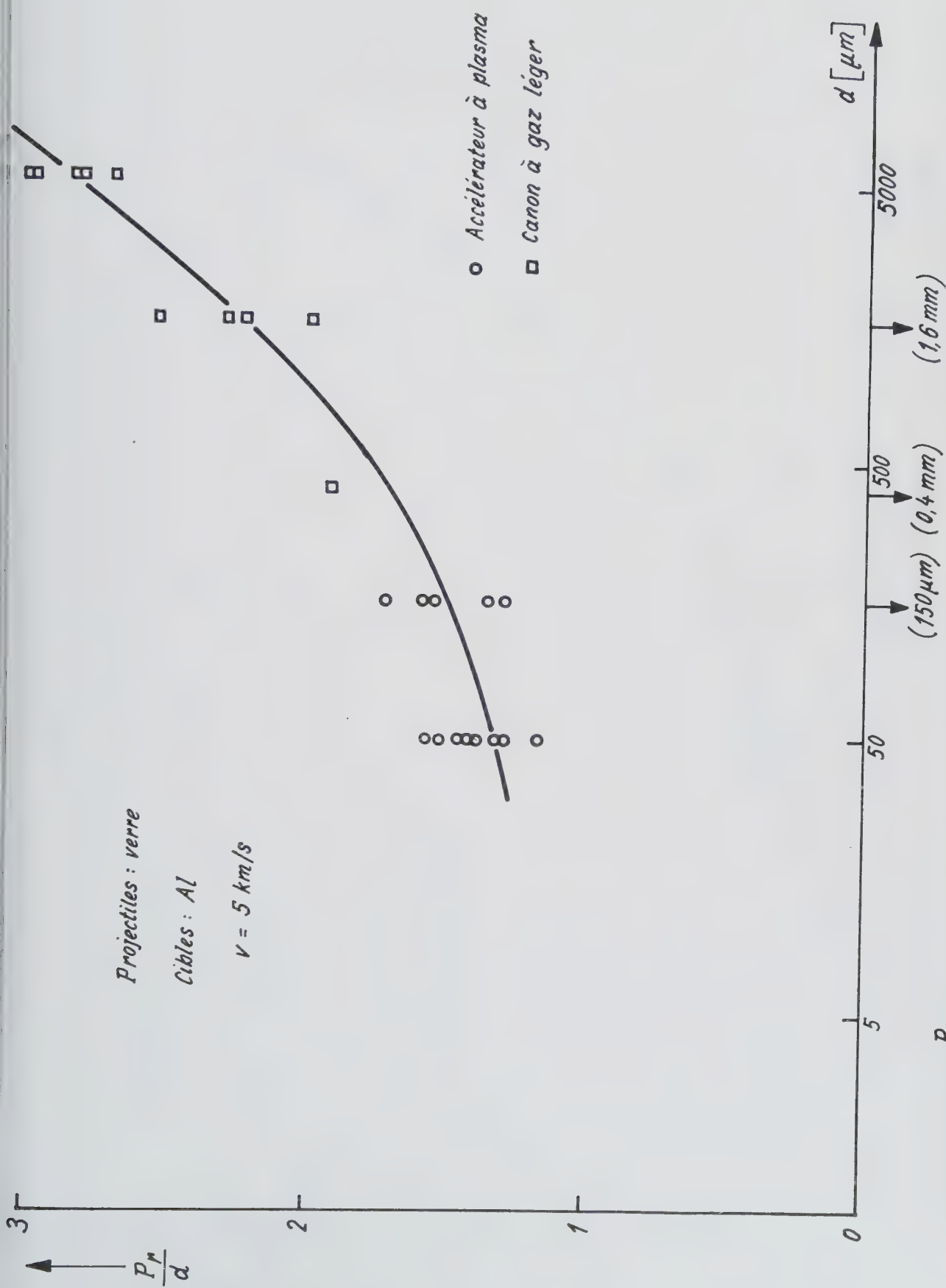


Fig. 47: Rapport $\frac{P_r}{L}$ de la profondeur du cratère ramenée à 5 km/s et du diamètre d du météoroïte en fonction de d (1,6 mm) (0,4 mm) (150 μ m)

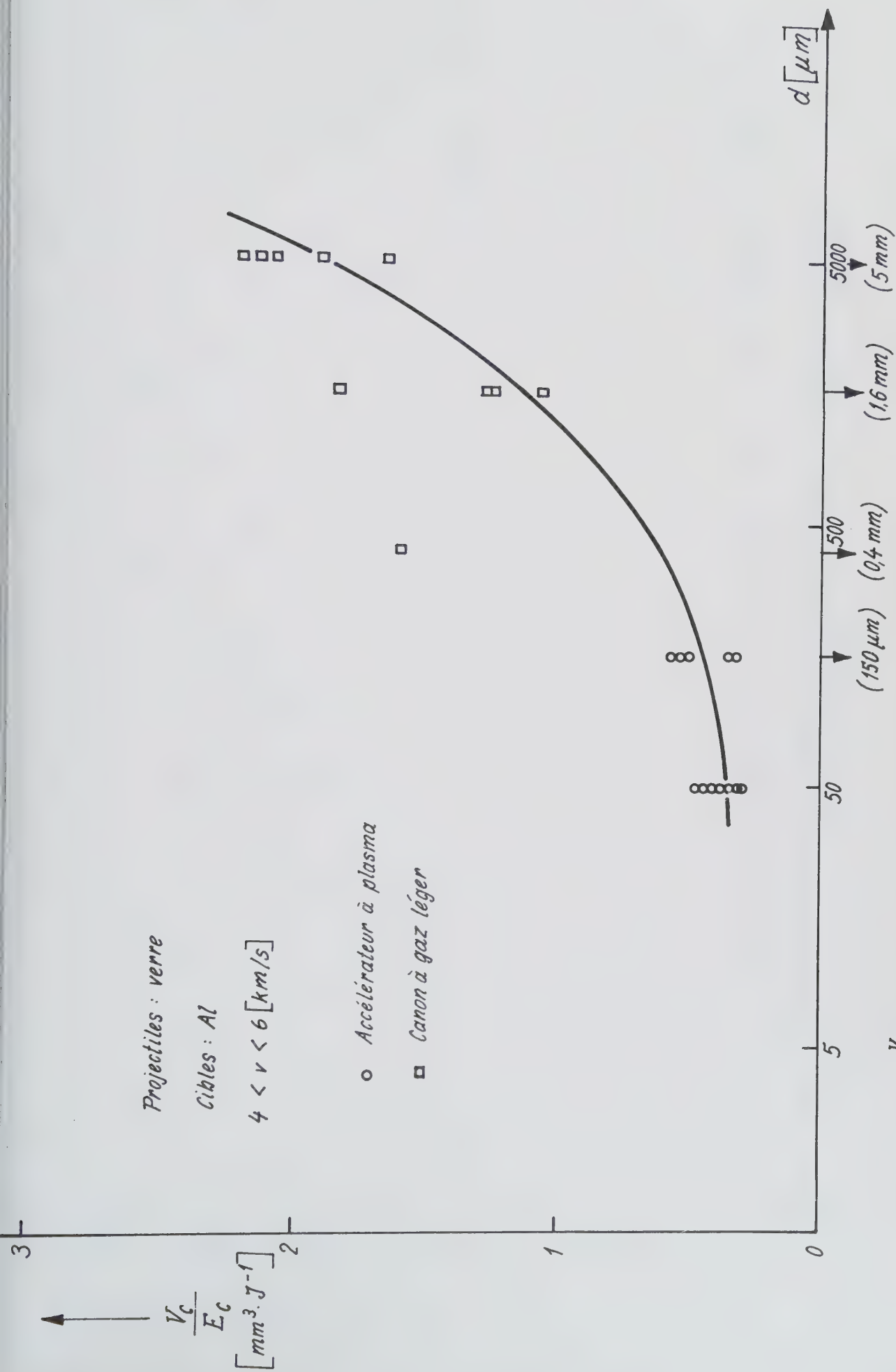


Fig. 48: Rapport $\frac{V_c}{E_c}$ en fonction du diamètre du projectile

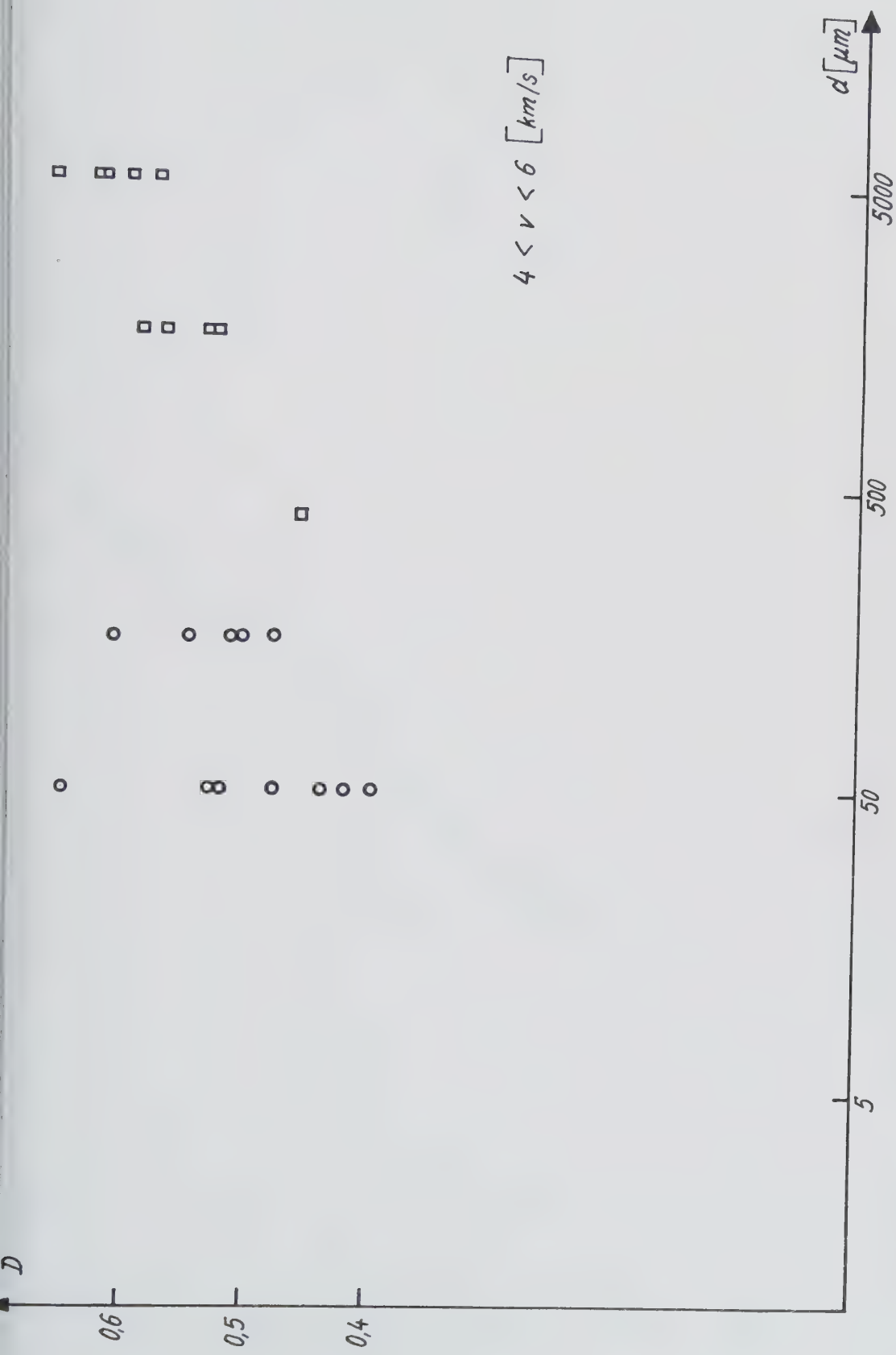


Fig. 49: Rapport $\frac{P}{D}$ de la profondeur et du diamètre du cratère en fonction du diamètre du projectile (verre sur aluminium)

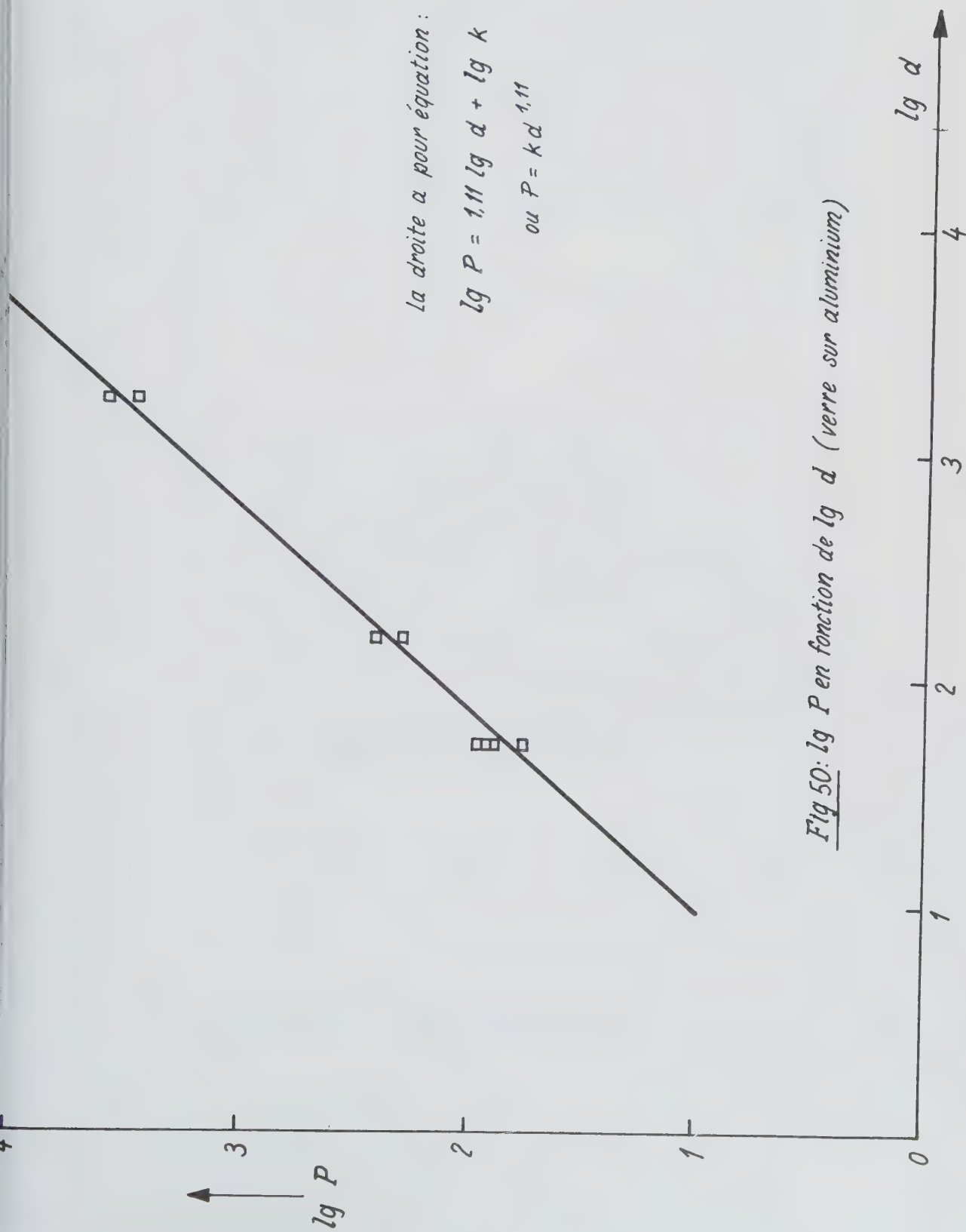


Fig 50: $\lg P$ en fonction de $\lg d$ (verre sur aluminium)

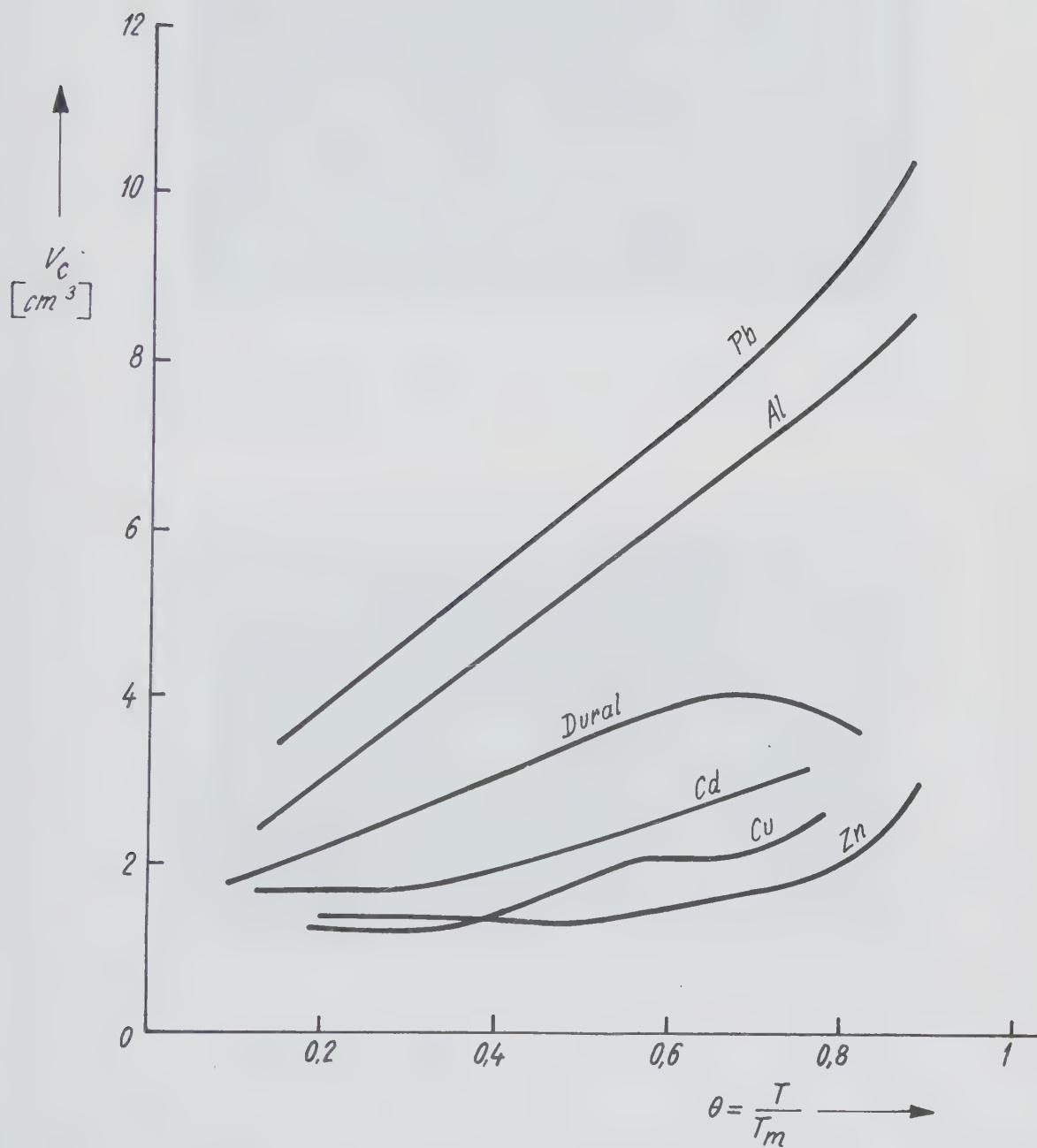
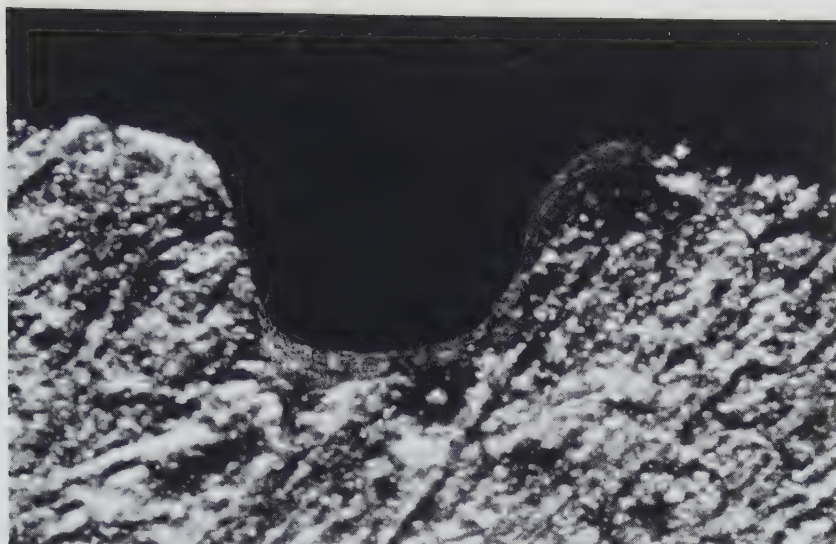
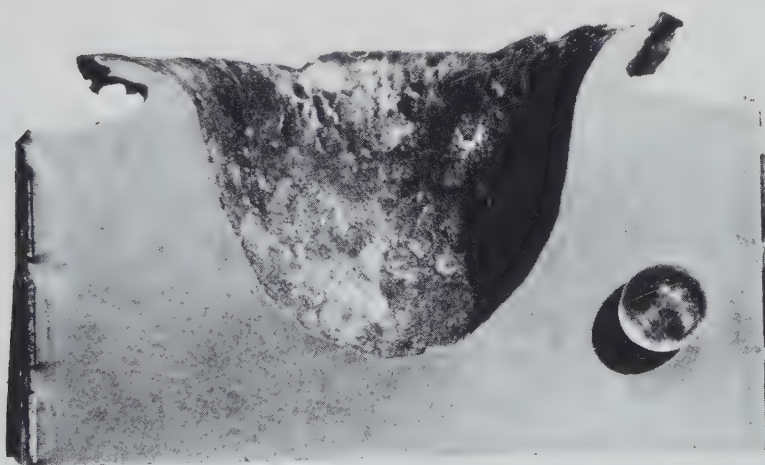


Fig. 51: Effet de la température de la cible sur le volume du cratère

[d'après R.J. Eichelberger]

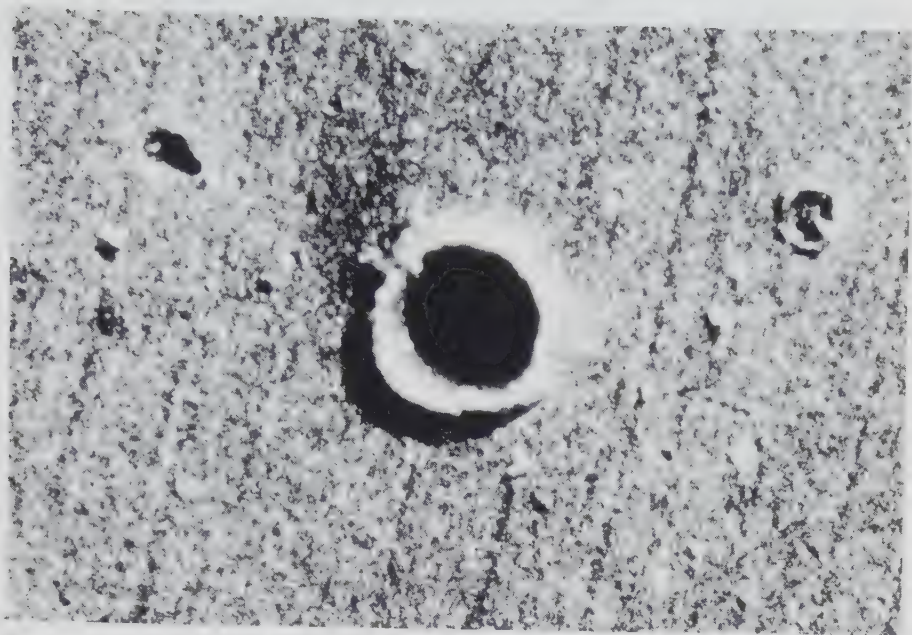


a) Projectile en verre de 150 μm sur cible en aluminium, vitesse : 4100 m/s, échelle : 200

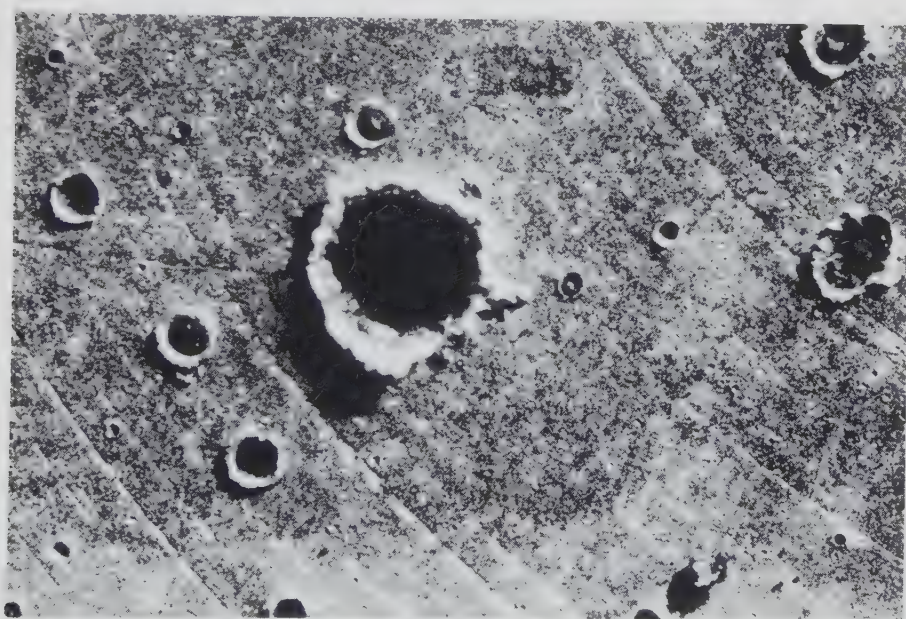


b) Projectile en verre de 5 mm sur cible en aluminium, vitesse : 4800 m/s, échelle : 2,2

Fig.52 - Photographies de cratères en coupe montrant l'évolution de la forme du cratère en fonction du diamètre du projectile. Les difficultés d'obtention d'une bonne photographie de microcratère (52a) proviennent du grossissement très fort et surtout des difficultés pour obtenir une coupe convenable (bavures qui obstruent le cratère et abîment les lèvres). Malgré cela, la photo 52b permet de se rendre compte que la profondeur relative du microcratère est moindre que celle du cratère 52b.



a) Microbille en verre de 50 μm sur cible Al,
vitesse : 4750 m/s, échelle : 125



b) Microbille en verre de 150 μm sur cible Al,
vitesse : 4300 m/s, échelle : 45

Fig.53 - Photographies de microcratères sous lumière incidente de 60° par rapport à la surface de la cible. Les cratères parasites proviennent vraisemblablement de débris de microbilles pulvérisées.



a) billes de 1,6 mm, vitesse : 4800 m/s,
échelle : 4,15



b) billes de 0,4 mm, échelle : 14,
vitesse mesurée : 4800 m/s
vitesse corrigée : 3330 m/s

Fig.54 - Photographies de cratères en coupe obtenus avec des billes en verre lancées par "paquet" au canon à gaz léger sur des cibles en aluminium.

*Vu et approuvé :
Nancy le*

*Le Président de l'Université
de NANCY I*

J.R.HELLUY

*Vu
et permis d'imprimer*

*Le Recteur de l'Académie
de NANCY :*

P.PASTOUR

